creative commons
COMMONS DEED

저작자표시-비영리-변경금지 2.0 대한민국

이용자는 아래의 조건을 따르는 경우에 한하여 자유롭게

- 이 저작물을 복제, 배포, 전송, 전시, 공연 및 방송할 수 있습니다.

다음과 같은 조건을 따라야 합니다:

저작자표시. 귀하는 원저작자를 표시하여야 합니다.

비영리. 귀하는 이 저작물을 영리 목적으로 이용할 수 없습니다.

변경금지. 귀하는 이 저작물을 개작, 변형 또는 가공할 수 없습니다.

- 귀하는, 이 저작물의 재이용이나 배포의 경우, 이 저작물에 적용된 이용허락조건을 명확하게 나타내어야 합니다.
- 저작권자로부터 별도의 허가를 받으면 이러한 조건들은 적용되지 않습니다.

저작권법에 따른 이용자의 권리는 위의 내용에 의하여 영향을 받지 않습니다.

이것은 이용허락규약(Legal Code)을 이해하기 쉽게 요약한 것입니다.

Disclaimer

dCollection

공학박사 학위논문

직교격자 기법을 적용한 선박의 파랑 중 부가저항 해석

Analysis of Added Resistance on Ships in Waves Based on Cartesian-Grid Method

2015년 8월

서울대학교 대학원

산업·조선공학부

양 경 규

초 록

선박의 운동 문제는 조선해양 유체역학 분야의 중요한 연구 주제 중 하나이다. 최근 선박의 대형화와 고속화로 인하여 기존의 이상 유동(ideal flow)에 근거한 포텐셜 기반 기법을 적용하는데 있어 여러 한계를 갖는 강한 비선형 대진폭 운동에 대한 해석이 요구되고 있다. 또한, 충격하중과 같은 국부유동에 대한 해석도 선박의 안전한 설계를 위해 요구되고 있다. 이런 상황 속에서 전산유체역학(computational fluid dynamics, CFD) 기법의 운동 성능에 대한 정확도 및 활용도를 검증할 필요가 높고, 실선 설계에 적용할 때의 장단점을 파악할 필요가 있다.

최근 국제해사기구(International Maritime Organization, IMO) 산하 환경보호위원회(Marine Environmental Protection Committee, MEPC)에서 채택된 선박의 에너지효율에 관한 규칙에 따라 에너지 효율 설계 지수(energy efficiency design index, EEDI)의 계산이 의무화 되었고, 이로 인해 파랑에 의한 부가저항 문제는 다시금 중요한 문제로 부각되고 있다. 특히, 선박의 대형화로 파 에너지가 선박의 길이에 비해 상대적으로 짧은 파장 영역에 집중되어 있기 때문에 단파장에서 부가저항은 실제 선박의 소요 마력 추정에 중요한 요소이다. 단파장에서는 선박의 운동이 무시되며, 산란되는 파에 의한 부가저항이 지배적이다. 따라서, 선수파인 경우 선수 형상과 파고에 따른 부가저항 특성을 파악하는 것이 중요하다. 이 때, 정수면 위쪽 형상 변화에 대한 고려와 대파고 중 발생할 수 있는

쇄파 현상 등을 해석할 수 있는 방법이 요구된다. 이러한 해석을 위해 전산유체역학 기법의 적용 가능성과 해석의 정확도를 파악할 필요가 있다.

본 연구에서는 직교격자에 기반을 둔 유동해석 프로그램 개발을 개발하고, 이를 이용하여 선박의 파랑 중 부가저항 해석을 수행하였다. 유한 체적법에 근간하여 공간에 대한 이산화를 하였고, 다단계 방법(fractional step method)을 사용하여 유체 압력과 속도를 연성하였다. 또한, 자유표면과 물체를 구분하기 위하여 주어진 셀에서 특정 물질이 차지하는 부피 비를 나타내는 함수를 도입하였다. 물에 대한 부피 비 함수는 volume-of-fluid (VOF) 계열의 기법 중 하나인 tangent hyperbola for interface capturing (THINC) 기법과 다차원 효과를 고려할 수 있는 weighed line interface calculation (WLIC) 기법을 사용하여 계산하였다. 선박과 같은 복잡한 형상에 대해 각 셀에서의 부피 비를 계산하기 위하여 레벨-셋(level-set) 기반 수치기법을 적용하였다.

개발된 프로그램을 이용하여 선형복원력 계수와 배수량에 대한 격자 수렴도 테스트를 통해 물체 표현의 정확도를 평가하였다. 이와 함께 입사파 생성을 위한 격자 민감도 테스트를 수행하였고, 이를 통해 파장과 파고 대비 격자 수뿐만 아니라 격자의 종횡비 역시 정확한 입사파 생성을 위해 중요한 요소임을 발견하였다. 또한, 유체영역 해석에 대한 검증을 위해 복잡한 자유표면 거동을 보이는 물체가 놓인 댐 붕괴 및 슬로싱 문제에 대한 해석을 수행하였다. 그리고 선박의 운동해석 평가를 위한 검증 작업으로 전진하는 선박에 대한 파랑 기진력을 추정하여 실험과 비교하였으며,

상하동요 및 종동요에 대한 동유체력 계수 검증 작업을 진행하였다. 또한, 운동해석 모델로 Wigley III 선형과 S175 컨테이너선을 선정하였으며, 이들에 대한 선형 및 비선형 운동해석을 수행하여 본 연구를 통하여 개발된 프로그램의 운동성능 평가 정확도를 검증하였다.

개발된 프로그램을 이용하여 선박의 파랑 중 부가저항 해석을 수행하였으며, 물체 표면을 더욱 정확하게 표현하기 위해 격자 중심과 벽면에서 계산 된 부피 비를 거리에 따라 가중치를 부여하여 평균을 취하였다. 이러한 변화가 Wigley III 선형과 같이 매우 얇은 선수 형상을 갖는 경우 파랑 중 부가저항이 달라질 수 있음을 발견하였다. 또한, 다양한 격자 조건에 대한 수치해의 수렴도 및 민감도 테스트를 수행하여 정확한 부가저항 계산을 위해 필요한 격자 조건을 검토하였다.

최종적으로 KVLCC2 선형에 대해 선수 형상과 파고가 단파장 부가저항에 미치는 영향에 대해 연구하였고, 물체 표면의 부가 압력 분포에 대한 분석을 통해 선수 형상 및 파고에 따른 단파장 부가저항 특성을 파악하였다. 이를 바탕으로 기존의 단파장 영역 부가저항 이론식 및 경험식에 대한 고찰을 수행하여 전산유체역학의 활용도에 대해 검토하였다.

주요어: 전산유체역학, 직교격자, 비선형 선박 운동, 파랑 중 부가저항
학번: 2008-21228

목 차

1. 서론 1

1.1 연구 배경 1

1.1.1 선박의 비선형 운동 해석 1

1.1.2 파랑 중 부가저항 해석 4

1.2 기존 연구 6

1.2.1 선박의 비선형 운동 성능 해석을 위한 수치기법 6

1.2.2 선박의 파랑 중 부가저항 해석 11

1.3 주요 연구 내용 및 목표 15

2. 이론적 배경 18

2.1 유체영역 수치해석 18

2.1.1 속도-압력 연성 18

2.1.2 대류 항에 대한 이산화 21

2.1.3 자유표면에 대한 처리 29

2.1.4 입사파 생성 37

2.2 물체에 대한 처리 45

2.2.1 부피 비 계산 45

2.2.2 물체 경계 조건 및 유체력 계산 55

2.3 프로그램 순서도 61

3. 수치 해석 프로그램의 검증 63

3.1 격렬한 자유 표면 유동 문제 63
3.1.1 물체가 존재하는 댐 붕괴 문제 63
3.1.2 슬로싱 문제 69
3.1.3 슬로싱 국부 유동 문제 74
3.2 물체-파 상호작용 문제 86
3.2.1 파랑 기진력 87
3.2.2 동유체력 계수 91
3.2.3 선형 운동 응답 97
3.2.4 비선형 운동 응답 104
4. 파랑 중 부가저항 해석 112
4.1 선형에 따른 파랑 중 부가저항 해석 112
4.1.1 Wigley III 선형 112
4.1.2 S175 컨테이너선 119
4.1.3 KVLCC2 125
4.2 단파장 부가저항 해석 133
4.2.1 파고와 선수 형상의 영향 133
4.2.2 단파장 부가저항 이론식 및 경험식 고찰 150
5. 결론 162
6. 향후 연구 164
참고문헌 165
부록 175

A.1 Implementation of convective terms 175
A.2 Derivation of asymptotic formula for added resistance in short waves 176
A.3 Simple analytical relations for ship bow waves 178

표 목 차

Table 1.1 Criteria for taxonomy of CFD for seakeeping analysis 6
Table 1.2 Summary of state-of-the-art for CFD in seakeeping 10
Table 3.1 Tank dimensions and test conditions 70
Table 3.2 Summary of test conditions for local impact test 76
Table 3.3 Principal dimensions of three ship models 86
Table 3.4 Conditions for grid dependency test of hydrodynamic coefficients 93
Table 4.1 Conditions for grid dependency test (S175 containership, Fn=0.25, λ/L=1.25) 120
Table 4.2 Conditions for grid dependency test, S175 containership, Fn=0.25, λ/L=0.75 123
Table 4.3 Conditions for grid dependency test, S175 containership, Fn=0.2, λ/L=0.5 123
Table 4.4 Summary of grid information for calculating added resistance... 132
Table 4.5 Summary of grid information for calculating added resistance using Cartesian-grid 132

그 림 목 차

Fig. 2.1 Coordinate system and definition of volume fraction functions 19
Fig. 2.2 Index and compass notations for convection terms 23
Fig. 2.3 Flow chart of calculating cell-face velocity 23
Fig. 2.4 Index notations of discretization of convection term 26
Fig. 2.5 Effect of directional splitting method for the two-dimensional wave propagation problem 28
Fig. 2.6 Comparison of wave contour for ship motion problem using two different discretization methods of convection terms 29
Fig. 2.7 Three-dimensional deformation field test for THINC (upper) and THINC/WLIC (lower) 33
Fig. 2.8 Single-vortex shearing flow with reversed velocity at 2000 steps for three different CFL numbers by THINC/WLIC and CICSAM methods 35
Fig. 2.9 Error plot with respect to time step for two different free-surface capturing methods 36
Fig. 2.10 Comparison of incident wave generation with and without damping zone 39
Fig. 2.11 Profile of the damping function 40
Fig. 2.12 Effect of damping zone size: L_d/λ =1.0(top), 1.5(middle), 2.0(bottom) 41
Fig. 2.13 Comparisons of wave elevations between numerical solution and Stokes wave solutions 43
Fig. 2.14 Computed incident waves with different mesh sizes 43
Fig. 2.15 Criteria of mesh sizes to generate correct incident wave 44

Fig. 2.16 Calculation of closest point and distance from arbitrary triangle surface 49
Fig. 2.17 Concept of angle weighted pseudo-normal vector 49
Fig. 2.18 Flow chart of calculating signed distance field 50
Fig. 2.19 Comparison of contour levels for volume fraction function of Wigley III hull in v-velocity control volume (A: mean water level, B: bottom region, ϕ_3^v = 0.05, 0.5) 52
Fig. 2.20 Flow chart of calculating volume-fraction function for the body 53
Fig. 2.21 Example of calculating volume fractions for S175 containership with superstructure 54
Fig. 2.22 Grid convergence test for linear restoring coefficients (C_{33} and C_{55}) and displacement 55
Fig. 2.23 Distribution of velocity vector around advancing ship bow, KVLCC2, Fn=0.142 58
Fig. 2.24 Iso-surface of (Q-criterion) = 2 around the advancing KVLCC2, Fn=0.142 58
Fig. 2.25 Comparisons of hydrostatic tests for applying gravity correction 59
Fig. 2.26 Flow chart of present program 62
Fig. 3.1 Schematic view of dam-breaking problem with an obstacle 64
Fig. 3.2 Comparisons of total height of water 66
Fig. 3.3 Comparisons of local pressure measured at the obstacle 67
Fig. 3.4 Comparisons of free-surface profile for THINC (left) and THINC/WLIC (right) 68
Fig. 3.5 Model tank configuration (left) and pressure sensor locations (right) 69

Fig. 3.6 Comparisons of local pressure time history for the case of 70% filling 72
Fig. 3.7 Free-surface snapshots during one period with $T/4$ interval: THINC (lef), THINC/WLIC (center), and experiment (right), iso-surface:0.1, 0.5, 0.9 73
Fig. 3.8 Experimental model for local sloshing impact 75
Fig. 3.9 Comparison of pressure time history 78
Fig. 3.10 Comparison of velocity and pressure fields between 800 by 568 (left) and 1600 by 1136 (right) 79
Fig. 3.11 Sequential snapshots of free-surface shape and velocity vector: PIV (left) and CFD (right), $0.416 \le x/L \le 0.5$, $0.88 \le z/H \le 1.0$ 81
Fig. 3.12 Comparisons of vertical velocity distribution along z-direction at 'P2' sensor location, x/L=0.4885 82
Fig. 3.13 Comparisons of vertical velocity distribution along z-direction at 'P4' sensor location, x/L=0.4709 83
Fig. 3.14 Distributions of calculated pressure at the tank ceiling and vertical velocity at z/H=0.998 in sequential time instants, 0.24ms interval 84
Fig. 3.15 Relationship between the peak pressure and square of the local maximum vertical velocity 85
Fig. 3.16 Examples of calculating volume fractions for four different ship models: surface triangle mesh (left column) and iso-surface of calculated volume fraction (right column) 87
Fig. 3.17 Wave contours for diffraction problem of Wigley III hull: Fn=0.2, A/L=0.0083 88
Fig. 3.18 Time histories of pitch moment of Wigley III hull, Fn=0.2, A/L=0.0083: λ/L=0.5,0.75,1.0,1.5 (from top to bottom) 89
Fig. 3.19 Comparisons of amplitudes of wave excitation heave force and pitch

moment: Wigley III, Fn=0.2, A/L=0.0083 90

Fig. 3.20 Wave contours for prescribed motion of Wigley III hull: Fn = 0.2, $\omega\sqrt{L/g}=3.31$, t=6×(wave period) 92

Fig. 3.21 Heave added mass for different grid refinements: Wigley III hull, Fn=0.2, $\omega\sqrt{L/g}=2.765$ 94

Fig. 3.22 Comparisons of hydrodynamic coefficients of Wigley III hull: Fn=0.2, forced heave and pitch 96

Fig. 3.23 Example of solution grid distribution 97

Fig. 3.24 Motion transfer function of Wigely III, A/L=0.0063, Fn=0.2 99

Fig. 3.25 Motion transfer function of Wigely III, A/L=0.0063, Fn=0.3 100

Fig. 3.26 Time histories of motion response for S175 containership, H/λ=1/40, Fn=0.25, λ/L=1.25 and λ/L=1.5 102

Fig. 3.27 Motion transfer function of S175 containership, H/λ=1/40, Fn=0.25 103

Fig. 3.28 Comparisons of motion signals on S175 containership: Fn=0.2, λ/L=1.0, kA=0.08 105

Fig. 3.29 Motion transfer function of S175 containership, Fn=0.2, λ/L = 1.0 107

Fig. 3.30 Motion transfer function of S175 containership, Fn=0.2, λ/L = 1.2 108

Fig. 3.31 Sequential snapshots of iso-surfaces (ϕ_1=0.5) for S175 containership, Fn=0.2, λ/L=1.0, kA=0.16 111

Fig. 4.1 Typical wave patterns of steady calculation in calm water and motion in waves 113

Fig. 4.2 Hydrodynamic force and moment of Wigley III hull: Fn=0.3, λ/L=1.0, A/L=0.0063 114

Fig. 4.3 Comparison of surge forces between with and without averaging of volume fraction function for Wigley III hull, Fn=0.3, λ/L=1.0, A/L=0.0063 115
Fig. 4.4 Comparison of surge force and motion for Wigley III hull, Fn=0.3116
Fig. 4.5 Procedure of calculating added resistance from the time signals of surge force in calm water and in waves 117
Fig. 4.6 Comparison of added resistance of Wigley III hull, A/L=0.0063 118
Fig. 4.7 Comparison of motion transfer function of S175 containership, Fn=0.25, H/λ=1/40 121
Fig. 4.8 Comparison of surge forces, S175 containership, Fn=0.25, λ/L=1.25, H/λ=1/40..... 122
Fig. 4.9 Comparison of added resistance of S175 containership, H/λ=1/40124
Fig. 4.10 Motion transfer function for KVLCC2, Fn=0.142, H/λ=1/40 126
Fig. 4.11 Calculation of added resistance for KVLCC2, Fn=0.142, H/λ=1/40 128
Fig. 4.12 Evolutions of wave contours near ship bow region for different grid systems, Fn=0.142, λ/L=0.5, H/λ=1/40, T_e/4 interval, from left dx0, dx1, dx2..... 129
Fig. 4.13 Instantaneous velocity fields near the ship bow region, axial velocity contours and velocity vector of y-z plane, Fn=0.142, λ/L=0.5, H/λ=1/40 129
Fig. 4.14 Body plans for KVLCC2 with different bow shapes 134
Fig. 4.15 Examples of surface triangle mesh for Ax-bow and Leadge-bow134
Fig. 4.16 Comparison of pressure distribution on the ship hull: A-D (from top to bottom), T_e/4 interval 136
Fig. 4.17 Comparisons of surge force for KVLCC2 with different bow shapes:

λ/L=0.5, kA=0.0628, 0.0942, 0.1257, 0.1571 (from top to bottom) 137
Fig. 4.18 Enlarged view of surge force for KVLCC2 with different bow shapes: λ/L=0.5, kA=0.0628 (upper left), 0.0942 (upper right), 0.1257 (lower left), 0.1571 (lower right) 138
Fig. 4.19 Calculation of added resistance for KVLCC2 with different bow shapes: Fn=0.142, λ/L=0.5 140
Fig. 4.20 Comparison of free-surface shape for KVLCC2: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right)..... 143
Fig. 4.21 Comparison of free-surface shape for KVLCC2: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right)..... 143
Fig. 4.22 Comparison of free-surface shape for Ax-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right)..... 144
Fig. 4.23 Comparison of free-surface shape for Ax-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right)..... 144
Fig. 4.24 Comparison of free-surface shape for Leadge-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right) 145
Fig. 4.25 Comparison of free-surface shape for Leage-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right) 145
Fig. 4.26 Comparisons of distribution of added pressure on ship surface: KVLCC2 (top), Ax-bow (middle), Leadge-bow (bottom), kA=0.0628 (left) and kA=0.0942 (right) 148
Fig. 4.27 Comparisons of distribution of added pressure on ship surface: KVLCC2 (top), Ax-bow (middle), Leadge-bow (bottom), kA=0.1257 (left) and kA=0.1571 (right) 149
Fig. 4.28 Two-dimensional flow situation and local coordinate system 150
Fig. 4.29 Added resistance in short waves using asymptotic and empirical formulas..... 152

Fig. 4.30 Comparison of steady wave elevation of S175 containership with *Fn*=0.2 between wedge approximation and present computation 158
Fig. 4.31 Comparison water plane area of S175 containership 158
Fig. 4.32 Added resistance in short waves using modified asymptotic formula: S175 containership, *Fn*=0.2 161
Fig. 4.33 Comparison of coefficient of advance speed in NMRI formula 161
Fig. A.0.1 Definition sketch for the bow-wave profile 178

1. 서론

1.1 연구 배경

1.1.1 선박의 비선형 운동 해석

선박의 운동성능 해석은 안전한 선박 설계를 위해 필수적인 요소이다. 전통적으로 선박의 운동 문제는 조선해양 유체역학 분야의 핵심적인 연구 주제 중 하나로 여겨져 왔으며, 통상 이상유동(ideal flow)에 근거한 포텐셜(potential) 기반 수치기법들을 활용하여 해석해 왔다 (Kim et al., 2010). 이러한 포텐셜 기반 수치기법은 계산 정확도와 효율성 측면에서 공학적으로 유용한 정보를 제공하고 있다. 하지만, 선박의 대형화와 고속화는 비선형성이 강한 갑판 침수 현상이나 선박의 대진폭 운동, 대파고 중 운동특성 등에 대한 해석의 필요성을 가속시켰으며, 이러한 문제는 기존의 포텐셜 기반 기법으로 정확하게 해석하는 데 한계를 갖고 있다. 이러한 상황 속에서 전산유체역학(computational fluid dynamics, CFD)을 이용한 선박의 운동 해석과 관련한 연구가 컴퓨터 성능의 비약적인 발전과 더불어 세계적으로 활발하게 진행되고 있다. 따라서, 전산유체역학을 이용한 운동 성능 평가에 대한 정확도 및 활용도를 검증할 필요가 있고, 실선 설계에 적용할 때의 장단점을 파악할 필요가 있다.

격자 기반의 수치기법을 이용하여 격렬한 자유표면 유동과

선박의 비선형 운동을 해석하는 데 크게 세 가지 어려움이 있다. 첫째, 자유표면 문제에 대한 정확한 해석의 어려움이다. 비선형파랑 중에 선박이 비선형 운동을 하는 과정에서 복잡한 유동장이 형성되고 자유표면의 거동 또한 격렬해지면서 강한 비선형성을 띄게 된다. 이러한 자유표면의 거동을 정확히 잡아내기 위해서는 고도의 물리적 모델과 충분한 양의 격자가 요구된다. 특히, 격자 기반의 수치 기법에는 필연적으로 수치적 확산이 존재하며 이로 인해 두께가 없는 자유표면이 일정한 두께를 갖게 된다. 이러한 자유표면의 확산으로 인해 유체 부피의 정확한 보존을 만족하지 못하게 되며, 비물리적인 유동이 발생되어 압력이나 속도에 영향을 미치게 된다. 결과적으로 이러한 차이들은 선박의 운동이나 하중 예측에 대한 정확도를 감소시킨다.

둘째, 선박의 복잡한 형상과 대진폭 운동에 대한 적절한 수치기법 적용의 문제이다. 통상 전산유체역학 기법에서 복잡한 형상을 처리하기 위해 임의의 물체 표면을 나타낼 수 있는 비정규격자(unstructured mesh)를 사용하게 된다. 이 기법은 고정된 물체인 경우에 매우 정확한 물체 형상 표현과 물체 경계 조건을 엄밀하게 만족 시킬 수 있지만, 물체가 임의로 움직이는 경우에는 매 시간 다시 격자를 만들거나 overset grid와 같은 방법을 사용하여 격자 사이에 내삽(interpolation)을 하는 과정이 필요하다. 하지만, 파가 진행하는 과정에서 서로 다른 크기의 격자를 지나며 수치적인 확산 혹은 내삽 과정의 오차로 인해 파의 특성이 달라지기도 한다. 최근

많은 연구가 진행되고 있는 가상 경계법(immersed boundary method, IBM)은 물체를 격자 내부에 포함 시켜 계산하는 것으로, 임의의 형상과 복잡한 움직임도 쉽게 계산 할 수 있고 정확한 입사파를 구현 할 수 있는 장점이 있다. 하지만, 정밀한 물체 형상 표현을 위해 많은 수의 격자가 필요하며 물체 경계조건을 엄밀히 만족하기 어렵다.

셋째, 전산유체역학을 이용하여 설계 단계에 적용하는 데 있어 가장 큰 어려움인 계산 시간이 많이 소요되는 문제이다. 정교한 물체 주변의 유동 해석과 수치적 확산을 줄이기 위해서는 더욱 많은 격자를 요구하게 되고, 이는 계산 시간의 기하급수적 증가를 의미한다. 또한, 선박의 운동 문제와 같은 경우 국부적인 유동뿐만 아니라 장시간의 파주기에 대한 응답이 중요하기 때문에 필연적으로 계산 시간이 오래 소요된다. 더불어, 다양한 해양 환경에 대한 조합을 고려하기 위해서는 계산해야 하는 경우의 수도 증가하게 된다.

이상의 어려움들을 극복하기 위해 세계적으로 많은 연구들이 진행되고 있으며, 최근 전산유체역학을 이용한 선박의 비선형 운동 해석 결과들 또한 상당수 발표되고 있다. 하지만, 개발된 코드에 대한 체계적인 검증 작업과 정확한 비선형 운동 해석을 위한 격자를 비롯한 계산 조건에 대한 기준 등은 많은 연구가 필요한 실정이다.

1.1.2 파랑 중 부가저항 해석

선박의 저항 문제는 조선해양 유체역학 분야에서 오랫동안 다루어 온 가장 중요한 문제 중 하나로서 실험과 수치계산 등을 이용한 연구가 아직도 활발히 진행되고 있다. 특히, 최근 컴퓨터의 비약적인 발전에 힘입어 전산유체역학을 이용한 난류유동이 포함된 선박의 저항 및 자항 해석이 활발하게 연구되고 있다(Kim, et al., 2011).

하지만 종전에는 이러한 연구의 대부분이 정수 중 전진하는 선박에 대한 저항 문제를 해석하여 왔으나, 최근에는 선박이 실제 해상에서 운행하는 경우 바람이나 파랑 등으로 인해 추가적으로 발생하는 저항을 해석하는 연구도 진행되고 있다. 이 중 파랑에 의한 부가저항 문제는 최근 고효율 선박에 대한 필요성의 대두와 함께 다시금 중요한 문제로 부각되고 있다 (Kim & Kim, 2011). 특히, 최근 국제해사기구 (International Maritime Organization, IMO) 산하 환경보호위원회 (Marine Environmental Protection Committee, MEPC)에서 채택된 선박의 에너지효율에 관한 규칙에 따라 국제 항해하는 총톤수 400톤 이상의 모든 선박에 대해 에너지 효율 설계 지수 (energy efficiency design index, EEDI)의 계산이 의무화 되었다. 그리고 파랑 중 부가저항은 EEDI에서 환경 조건에 따른 저항 변화와 연관된 기후 인자(weather factor, f_w)를 결정하는 데 중요한 요소이기 때문에, 최근 들어 파랑 중 부가저항 문제는 점차 중요성을 더해가고 있다.

파랑에 의한 부가저항 문제는 운동과 저항을 동시에 해석해야 하는 문제이기 때문에 해석에 많은 어려움이 있고, 전후동요에 대한 유체력의 절대적 크기가 다른 방향에 대한 힘에 비해 작기 때문에 계측 장비나 실험 방법, 모형선의 크기에 따라 실험 결과 값에 차이가 발생한다. 수치해석을 이용한 경우에도 역시 수치 기법, 패널 혹은 격자 등에 따라 부가저항 값이 민감하게 변화한다 (Park et al., 2015; Seo et al., 2014; Yang et al., 2015).

이러한 여러 기법들로부터 예측되는 파랑 중 부가저항 해석에서 중요하게 다루어져야 하는 것은 단파장에서의 부가저항 예측이다. 선박의 대형화와 고속화로 파 에너지가 상대적으로 짧은 파장 영역에 집중되어 있기 때문에 단파장에서 부가저항은 실제 선박의 소요 마력 추정에 중요한 요소이다. 통상 단파장에서는 선박의 운동이 무시되며, 선박에 의해 산란되는 파에 의한 부가저항이 지배적이다. 특히, 선수파인 경우 산란되는 파는 주로 선수 근처에서 발생하기 때문에 선수 형상과 파고에 따른 부가저항 특성을 파악하는 것이 중요하다. 이 때, 입사파의 파고가 증가함에 따라 정수면 상부의 선수 형상 역시 중요해 지며, 이러한 영향은 선형(linear) 해석에서는 고려할 수 없기 때문에 정수면 상부 형상 변화에 대한 고려와 대파고 중 발생할 수 있는 쇄파 현상 등을 해석할 수 있는 비선형 해석이 요구된다.

단파장인 경우 선수에서 반사되거나 산란되는 파의 특성 길이가 선박의 길이에 비해 매우 짧기 때문에 수치적인 방법으로 정확히 해석하는 데는 많은 어려움이 존재한다. 따라서 정확한 단파장 영역

부가저항 해석은 프로그램의 해석 정확도를 가늠해 볼 수 있는 좋은 지표이며, 선수 형상이나 입사파의 파고에 따른 해석을 통해 단파장 영역 부가저항이 갖는 특성을 파악하는 것은 중요한 일이다.

1.2 기존 연구

1.2.1 선박의 비선형 운동 성능 해석을 위한 수치기법

컴퓨터 성능의 비약적인 발전은 지난 수십 년간 전산유체역학 분야의 눈부신 발전을 야기했다. 세계적으로 많은 연구자들에 의해 새로운 수치기법들이 개발되어 왔으며, 지금도 지속적으로 개발되고 있다. 본 논문에서는 분량의 한계상 본 연구와 연관이 있는 선박의 운동성능 관련 수치해석에 대한 기존 연구만을 살펴보고자 한다. 이를 위해 Table 1.1과 같은 기준으로 전산유체역학을 통한 운동성능 해석 기법들을 분류할 수 있다 (ITTC, 2012).

Table 1.1 Criteria for taxonomy of CFD for seakeeping analysis

Grid system	Grid based method vs. particle method
Characteristics of flow I	Inviscid vs. viscous
Characteristics of flow II	Incompressible vs. artificial compressible
Treatment for free surface	Interface tracking vs. interface capturing
Treatment for moving body	Boundary fitted vs. immersed boundary
Domain of problem	Global flow vs. local flow

전산유체역학을 이용하여 선박의 운동성능을 평가하는 가장 주된 이유는 쇄파나 대진폭 운동, 반류 유동 등과 같은 강한 비선형성을 해석하기 위함이다. 하지만, 앞서 연구 배경에서 설명한 바와 같이 복잡한 자유표면의 거동, 임의로 움직이는 물체 및 계산 시간의 제약은 전산유체역학을 이용하여 선박의 운동성능을 평가하는 데 큰 장애 요소로 작용한다. 그럼에도 불구하고 많은 연구자들이 선구적인 연구를 통해 전산유체역학을 이용한 선박의 운동성능 해석 결과를 보여주고 있다.

Orihara & Miyata (2003) 는 overset 격자를 이용하여 Reynolds-averaged Navier-Stokes (RANS) 방정식을 푸는 WISDAM-X라는 코드를 개발하여 규칙파 중 선박의 운동과 부가저항을 계산하였다. 또한, 컨테이너선형에 대해 선수 형상을 달리하여 부가저항에 미치는 영향을 분석 한 바 있다. 이와 유사한 방법으로 Carrica et al. (2007)은 단상 유동에 대한 레벨-셋 방법을 이용한 CFDShip-Iowa 4.5 코드를 개발하여 규칙파 중 선박의 상하동요와 종동요 운동을 해석하였다. 이 때, RANS 방정식을 overset 격자를 이용하여 해석하였으며, 추후 Sadat-Hosseini et al. (2013)은 이를 이용하여 KVLCC2 선형의 부가저항에 대해 검증을 수행하였다. 같은 그룹인 Yang & Stern (2009)은 가상경계법과 유한 체적법 및 large eddy simulation (LES)을 이용한 난류모델을 통해 CFDShip-Iowa 6.0 version의 코드를 개발하였고, 선박의 저항 문제와 입수하는 물체의 운동을 해석하였다.

직교격자(Cartesian grid)를 사용한 연구로는 Dommermuth et al. (2007)에 의해 개발된 NFA라는 코드가 있으며, 가상 경계법을 이용하여 물체의 움직임을 고정된 직교격자 내부에서 처리하였다. 개발된 프로그램을 이용하여 선박의 저항 및 운동을 풀기 위한 시도를 하였고, LES를 이용한 난류모델을 통해 선체 주변의 쇄파현상과 선미에서 발생되는 와류(wake)에 대한 연구를 하였다. 이와 유사한 방법으로 Hu & Kashiwagi (2007)는 수치적 확산을 줄일 수 있는 constrained interpolation profile (CIP) 기법에 기반하여 RIAM-CMEN이라는 코드를 개발하였다. 물체와 파의 상호작용 문제를 다상 유동으로 생각하여 각 물질에 대한 스칼라 함수를 도입하였다. 가상입자를 통해 물체에 대한 형상과 움직임을 처리하였고, 이를 통해 계산된 밀도함수, 즉 각 셀에 차지하는 부피 비를 이용하여 물체 경계조건을 만족시켰다. 개발된 코드를 이용해 관성력이 지배적인 대진폭 운동문제를 주로 해석하여 가장 많은 운동해석 결과를 보여주었다.

가상 경계법이나 overset 격자를 이용한 방법 이외에도 물체 표면에 따른 격자를 생성하고, 물체의 움직임에 따라 격자를 재생성하는 방법을 적용한 연구도 있다. Visonneau et al. (2010)은 선박 운동 문제를 풀기 위해 비정규격자를 사용하여 물체의 움직임에 따라 격자를 재생성하는 방법을 적용하였다. 수치적 확산을 줄이기 위해 improved gamma 기법을 적용하였으며, 경계면에서 변수들의 재구성하는 알고리즘을 제시하였다. 이로부터 ISIS-CFD라는 코드를

개발하여 규칙파 중 선박의 운동과 부가저항을 계산 한 바 있다.

선박의 운동 문제를 정확하게 해석하기 위해서는 입사파의 정확한 구현이 중요하기 때문에, 포텐셜 유동과 RANS를 결합한 연구도 수행된 바 있다. Monroy et al. (2009)은 spectral wave explicit Navier-Stokes equation(SWENSE) 방법을 이용하여 불규칙파(irregular wave) 중 선박의 운동을 계산하였다. 파 성분을 두 가지로 나누어 입사파는 포텐셜 이론에 따라 생성하였고, 물체에 의해 교란되는 파를 RANS 방정식을 풀어 구하였다. 다만, 자유표면의 움직임을 tracking 하는 방법을 사용하여 비선형성이 강한 문제에 대한 결과는 보여주지 않았다.

이외에도 공개 소스 프로그램과 상용코드를 이용한 선박의 운동 성능 해석 사례도 있다. Moctar et al. (2010)은 KRISO container ship(KCS) 선형과 KVLCC2 선형을 대상으로 규칙파 중 운동을 해석하기 위해 'OpenFOAM' 기반의 해석 코드를 사용하였다. 또한, CD-adapco 사에서 개발한 상용코드인 Star-CCM+를 사용하여 Simonsen et al. (2014)과 Kim et al. (2015)은 KCS 선형에 대한 규칙파 중 운동 및 부가저항 해석을 수행한 바 있다.

국내 연구로는 대표적으로 Park et al. (2013)에 의해 개발된 WAVIS-6DoF 와 Jeong & Lee (2014)에 의해 개발된 INHAWAVE-II 결과가 있다. Park et al. (2013)에 의한 연구는 비관성 좌표계를 도입하여 복잡한 수치기법을 사용하지 않고 선박의 운동을 기술 하였다. 개발된 프로그램의 검증을 위해 DTMB 5415 선형에 대한

저항문제와 선수과 중 운동문제를 해석하고 모형시험 결과와 비교하였다. Jeong & Lee (2014)은 고정된 직교격자 기반 수치해석 프로그램을 이용하여 Wigley III 선형과 KCS 선형에 대한 운동과 부가저항을 해석하였으며, 가중평균 된 질량 유량을 이용하여 물체의 이동에 의해 발생하는 비물리적인 압력변동을 감소시켰다. 이상에서 설명한 연구 중 대표적인 운동해석 프로그램들을 Table1.2에 정리하였다.

Table 1.2 Summary of state-of-the-art for CFD in seakeeping

Group	Discretization (convection)	Body Motion	Free Surface	Remark
SAIC	3rd QUICK	IBM Triangle Panel	CLSVOF	LES
Univ. of Iowa	3rd QUICK / WENO	Overset / IBM	Level-set VOF	LES GFM
Kyushu Univ.	CIP	IBM Particle	THINC(VOF)	
Ecole Centrale de Nantes	Improved Gamma	Mesh Deformation	VOF	RANS
Univ. of Tokyo	QUICK	Overset	Density function	RANS
KRISO	3rd MUSCL	Non-inertial frame	Level-set	RANS
Inha Univ.	Kawamura-Kuwahara	IBM	Marker-density	LES

이상에서 살펴 본 바와 같이 기존의 연구들은 각각의 방법론을 이용하여 선박의 운동 문제를 해석하였다. 선박의 비선형 운동 성능을 해석하기 위해 중요한 요소는 물체의 움직임과 격렬한 자유표면을 처리 할 수 있는 기법이며, 위에서 언급한 많은 방법론들은 대부분 안정화 단계에 있어 물체의 대진폭 운동과 격렬한 자유표면 유동을 해석하는 데 적용되고 있다. 하지만, 대상이 되는 각각의 문제에 대한 해석 결과의 검증과 격자 구성 및 계산 조건에 대한 검토가 필요한 상황이다.

1.2.2 선박의 파랑 중 부가저항 해석

다른 운동성능 해석과 마찬가지로 파랑 중 부가저항 역시 실험에 기반하여 많은 연구가 수행되어 왔다. 예를 들어, Journee (1992)에 의해 다양한 Wigley 선형에 대한 체계적인 부가저항 계측 실험이 수행된 바 있고, Fujii & Takahashi (1975)와 Nakamura & Naito (1977)는 S175 컨테이너선에 대해 실험을 진행하였다. 최근에는 Sadat-Hosseini et al. (2013)가 KVLCC2 선형에 대해서 전후동요의 고정 유무에 따른 파랑 중 부가저항 실험에 대한 비교 연구를 수행한 바 있다. 국내에서는 반사파의 부가저항 산정을 위한 약산법을 제시하고 이의 검증을 위해 Series 60에 대한 실험을 수행한 Kwon (1987)의 연구와 Chun (1992)에 의한 SWATH 선의 부가저항에 대한 실험 연구가 있었다. 또한, Park et al. (2015)는 파랑 중 부가저항 실험의 불확실성에 대한 연구를 수행하여 힘을 계측하는 로드셀(load cell)과

입사파의 파고에 의한 불확실성의 영향이 중요한 것을 밝힌 바 있다.

실험을 통한 연구 이외에도 이상유동에 근거한 연구 중, 모멘텀 보존방법은 Maruo (1960)에 의해서 처음으로 제안되었으며, 물체 표면에서의 압력을 직접 계산할 필요가 없기 때문에 상대적으로 간단하게 계산할 수 있다. 현재까지도 세장체 이론(slender-body theory)에 근거한 운동해석에 추가되어 실제 공학적 문제에 많이 사용된다. 예를 들어, Kashiwagi et al. (2009)은 개선된 통합이론(enhanced unified theory)을 적용한 모멘텀 보존방법을 사용하여 파랑 중 부가저항을 계산한 바 있다. 이와는 다르게 압력 직접 적분법의 경우에는 물체 표면의 2차 동유체 압력을 직접 적분하는 방법으로, 모멘텀 보존방법에 비해서 계산 과정이 좀 더 복잡하지만 파랑 중 부가저항 성분에 대한 물리적 해석이 용이하며, 다중 물체 문제나 비선형 문제로의 확장이 수월하다는 장점이 있다. 예를 들어, Faltinsen et al. (1980)은 스트립 방법을 적용한 운동해석과 이 방법을 결합하여 파랑 중 부가저항을 계산한 바 있다. 이외에도 Choi et al. (2000) 이 주파수 영역에서의 그린 함수법(Green function method)에 기반한 압력직접 적분방법을 사용하여 선박 부가저항과 유사한 해양구조물의 파 표류력 해석을 수행하기도 하였다.

최근에 Joncquez (2009) 및 Kim & Kim (2011)은 시간 영역에서 고차의 랜킨 패널법을 이용하여 규칙 파에서 부가저항을 계산한 바 있다. 두 연구에서는 운동량 보존방법과 압력직접 적분방법을 모두

사용하였으며, 자유표면 경계 조건을 선형화하기 위한 두 가지 대표적인 방법인 Neumann-Kelvin 및 double-body 유동을 기저로 한 선형화 방법을 적용하였다. 특히, Kim & Kim (2011)의 연구에서는 규칙파에서뿐만 아니라 시간영역에서 불규칙파로 인한 부가저항을 해석하여 불규칙 파에서의 부가저항 해석을 위한 기준을 제시하였다.

최근에는 전산유체역학을 이용한 파랑 중 부가저항 연구가 비선형 운동 성능 해석과 더불어 활발하게 진행되고 있다. Orihara & Miyata (2003)는 선수 규칙파 중 S175 컨테이너선에 대한 운동응답과 부가저항을 WISDAM-X 프로그램을 이용하여 해석한 바 있다. 또한, 선수의 형상 변화에 따른 파랑 중 부가저항을 연구하여 부가저항을 감소 시킬 수 있는 선형을 제시 한 바 있다.

최근 진행된 수치기법을 이용한 내항성 해석에 대한 비교 연구 중 (Bunnik et al., 2010), 전산유체역학을 이용한 해석에는 Ecole Centrale de Nantes (ECN)와 큐슈 대학에서 참여하였다. Visonneau et al. (2010)은 ISIS-CFD라는 프로그램을 이용하여 선수 규칙파 중 선박의 상하운동과 부가저항을 계산하였고, Hu & Kashiwagi (2007)는 RIAM-CMEN이라는 프로그램을 개발하여 파랑 중 부가저항을 계산하였다. 하지만, 두 계산 결과 모두 선박의 운동 응답은 실험과 유사하였지만, 파랑 중 부가저항의 경우 실험 및 포텐셜 유동 기반 계산 결과와 많은 차이를 보였다. 추후에 Guo et al. (2012)은 앞서 소개한 ISIS-CFD 프로그램을 이용하여 KVLCC2 선형에 대한

부가저항 계산을 수행하였고, 그 결과를 스트립(strip)방법에 기반한 이론식 및 실험 결과와 비교하였다. 계산 시간의 단축을 위해 단파장 영역에서는 선박을 고정한 계산을 권고하였으며, 비선형성이 강해지는 단파장 영역의 부가저항 값이 전산유체역학을 사용한 경우 이론식 보다 실험에 근접한다는 것을 보였다. 또한, 압력 저항 성분이 파랑 중 부가저항에 지배적인 요소임을 입증하였다. 또한, Hu et al. (2014)는 기존의 RIAM-CMEN을 활용하여 단파장 영역에서 부가저항에 대한 연구를 수행하였으며, 격자 수렴도 테스트를 통해 수렴된 결과가 얻어지는 것을 확인하였다.

Sadat-Hosseini et al. (2013)은 CFDShip-Iowa 4.5를 이용하여 KVLCC2 선형의 부가저항에 대해 검증을 수행하였다. 전후동요의 구속 여부에 따른 장파에서 종동요 운동응답을 실험 결과를 통해 비교하였으며, 전산유체역학 해석을 통해 파장에 따른 부가저항 특성을 연구하였다. 특히, 선체 주변의 파형에 대한 조화 해석을 통해 파형을 성분 별로 분리하였으며, 단파장에서는 2차 성분이 크게 나오는 것을 보였다. 또한, 부가저항에 중요하게 영향을 미치는 압력 성분이 정수면 상부의 선수에서 나타난다는 것을 밝힌 바 있다.

최근에는 상용코드인 Star-CCM+를 활용하여 Simonsen et al. (2014)과 Kim et al. (2015)이 KCS 선형에 대하여 파랑 중 부가저항을 계산한 사례가 있다. Simonsen et al. (2014)는 overset 격자를 활용하였으며, 격자에 따른 불확실성 해석을 수행하였고, 실험도

수행하여 그 결과를 비교하였다. 전체적으로 실험과 유사한 결과를 얻었지만, 단파장 영역에서는 실험과 다소 차이 나는 결과를 보였다. 이에 반해 Kim et al. (2015)는 입사파의 정확한 구현을 위한 격자를 검토하여 이에 준하는 격자를 구성하였고, 이를 통해 파랑 중 부가저항을 계산하였다. 비록 같은 상용프로그램을 사용하여 같은 선형에 대해 계산하였지만 Kim et al. (2015)의 경우 모든 파장에 걸쳐 실험과 유사한 결과를 보였다.

이러한 선행 연구들은 대부분 전 파장 영역에 걸쳐 실험과 계산 결과의 부합성에 초점을 맞췄다. 하지만, 실제 중요한 요소는 단파장에서 부가저항이기 때문에 이 영역에서 정확한 부가저항 계산을 위한 격자 조건에 대한 검토가 필요하다. 또한, 전산유체역학 계산을 통한 파고와 선수 형상 변화에 따른 단파장 영역 해석 사례가 없기 때문에 전산유체역학 해석을 통해 얻을 수 있는 파형과 압력 분포 분석 등을 이용하여 단파장 부가저항이 갖는 물리적 현상에 대한 이해를 높일 필요가 있다.

1.3 주요 연구 내용 및 목표

본 연구에서는 직교격자에 기반을 둔 물체 주위 유동해석 프로그램 개발을 개발하고, 이를 이용하여 선박의 파랑 중 부가저항 해석을 수행하였다. 이 기법에서는 유한 체적법에 근간하여 이산화를 하였고, 다단계 방법(fractional step method)을 사용하여 유체 압력과 속도를 연성하였다. 또한, 자유표면과 물체를 구분하기

위하여 주어진 셀에서 특정 물질이 차지하는 부피 비를 나타내는 함수를 도입하였다. 물에 대한 부피 비 함수는 volume-of-fluid (VOF) 계열의 기법 중 하나인 tangent hyperbola for interface capturing (THINC) 기법과 다차원 효과를 고려할 수 있는 weighed line interface calculation (WLIC) 기법을 사용하여 계산하였다. 선박과 같은 복잡한 형상에 대해 각 셀에서의 부피 비를 계산하기 위하여 레벨-셋(level-set) 기반 수치기법을 적용하였다.

직교격자 내부에서 물체 표현의 정확도를 평가하기 위하여 선형복원력 계수와 배수량에 대한 격자 수렴도 테스트를 수행하였다. 이와 함께 정확한 입사파 구현을 위한 격자 민감도 테스트를 수행하여 적합한 격자 기준을 검토하였다. 그리고 개발된 프로그램의 유체영역 해석에 대한 검증을 위해 물체가 놓인 댐 붕괴 및 슬로싱 문제에 대한 해석을 수행하였다. 선박의 운동해석 평가를 위한 검증 작업으로 전진하는 선박에 대한 파랑 기진력을 추정하여 실험과 비교하였으며, 상하동요 및 종동요에 대한 동유체력 계수 검증 작업을 진행하였다. 운동해석 모델로 Wigley III 선형과 S175 컨테이너선을 선정하여 이들에 대한 선형 및 비선형 운동해석을 수행하였다. 이를 통해 개발된 프로그램의 파랑 중 전진하는 선박에 대한 운동해석 능력 평가와 격자 및 계산 영역의 크기 등에 의한 운동응답 변화를 연구하였다.

파랑 중 부가저항을 계산하기 위하여 본 연구에서는 압력을 선체표면에서 적분하여 힘을 구하였고, 정수 중과 파랑 중 전진하는 선박의 운동을 계산하여 시간에 대한 평균값의 차이를 통해 부가저항을 계산하였다. 이 때, 물체를 더욱 정확하게 표현하기

위해 격자 중심과 벽면에서 계산 된 부피 비를 거리에 따라 가중치를 부여하여 평균을 취하였고, 이러한 변화가 파랑 중 부가저항에 미치는 영향을 살펴보았다. 또한, 다양한 격자 조건에 대한 수렴도 및 민감도 테스트를 수행하여 정확한 부가저항 계산을 위해 필요한 격자 조건을 검토하였다.

마지막으로 KVLCC2 선형에 대해 선수 형상과 파고가 단파장 부가저항에 미치는 영향에 대해 연구하였고, 물체 표면의 부가 압력 분포에 대한 분석을 통해 선수 형상 및 파고에 따른 단파장 부가저항 특성을 파악하였다. 이를 바탕으로 실용적인 측면에서 적용 가능한 기존의 단파장 영역 부가저항 이론식 및 경험식에 대한 고찰을 수행하였다. 이론식의 경우 정상 유동에 따른 평균 수위 변화와 국부 정상 유동 속도(local steady flow velocity)의 변화가 이론식을 통한 단파장 부가저항 예측에 미치는 영향을 검토하였다. 이와 더불어 National Maritime Research Institute (NMRI)에 의해 제안된 경험식을 고찰하여, 속도에 대한 보정계수 계산에 전산유체역학의 활용 가능성에 대해 검토하였다.

2. 이론적 배경

2.1 유체영역 수치해석

2.1.1 속도-압력 연성

자유표면과 물체를 직교격자 내부에서 처리할 수 있도록 본 연구에서는 물체와 파의 상호 작용 문제를 물과 공기 및 물체를 포함하는 다상 유동(multiphase flow) 문제로 간주하고, figure 2.1에 도시한 바와 같이 각 셀에서 스칼라 함수, ϕ_m (액체: m=1, 기체: m=2, 물체: m=3)를 정의하였다. 이 함수는 각 셀에서 특정 유체 혹은 물체가 차지하고 있는 부피 비를 뜻한다.

일정한 속도 U로 전진하는 물체에 대하여 물체의 길이 및 폭 방향의 기하학적 중심과 정수면(still water level)이 교차하는 위치에 같은 속도로 움직이는 좌표계를 도입하였다. 이 때, 선박에 대해서 $+x$ 방향은 선미를 향하고, $+z$ 방향은 수면 위쪽을 향하는 것으로 정의한다. 본 연구에서는 선수파의 경우만 고려되었으며, 입사파의 파고와 진동수는 각각 A와 ω로 표기하였다.

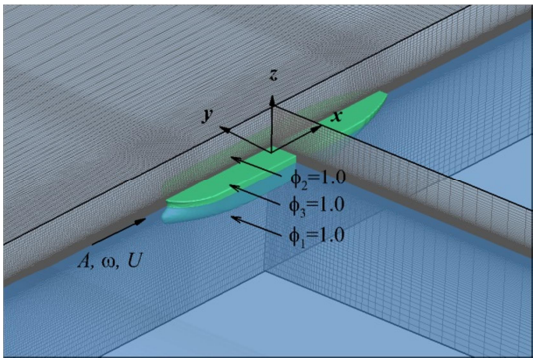


Fig. 2.1 Coordinate system and definition of volume fraction functions

파와 물체의 상호작용 문제에서 많은 경우 점성은 무시될 수 있으며, 본 연구 역시 점성보다는 파와 물체의 관성력이 지배적인 문제들을 다루었다. 이를 위해 비정상(unsteady) 유동, 비점성(inviscid) 및 비압축성(incompressible) 유체를 가정하면 지배방정식은 연속방정식과 오일러(Euler) 방정식으로 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\int_\Gamma (\underline{u}\cdot\underline{n})dS = 0 \tag{2.1}$$

$$\frac{\partial}{\partial t}\int_\Omega \underline{u}dV + \int_\Gamma \underline{u}(\underline{u}\cdot\underline{n})dS = \frac{1}{\rho}\left[-\int_\Gamma p\underline{n}dS + \int_\Omega \underline{f_b}dV\right] \tag{2.2}$$

여기서 Ω는 유체 영역을 의미하고 Γ는 영역의 경계를 나타내며, $\underline{u}$, p 및 ρ는 각각 유체의 속도 벡터, 압력 및 밀도를 의미한다. 중력과 추후 설명할 감쇠영역에 작용하는 외력 벡터는 $\underline{f_b}$로 나타내었고, $\underline{n}$은 유체 영역 바깥쪽을 향하는 법선 벡터이다.

비압축성 유체에 대한 수치해석에서 압력 항에 대한 시간 미분

항이 없기 때문에, 식 (2.2)를 통해 계산된 속도는 연속방정식을 만족하지 않는다. 이를 해결하기 위해서는 속도와 압력간의 연성이 필요하고, 본 논문에서는 비정상 유동계산에 효율적인 다단계 방법(fractional step method)을 사용하였다(Kim & Moin, 1985). 이는 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$\frac{\int_\Omega \underline{u}^* dV - \int_\Omega \underline{u}^n dV}{\Delta t} + \int_\Gamma \underline{u}^n \left(\underline{u}^n \cdot \underline{n}\right) dS = 0 \tag{2.3}$$

$$\frac{\int_\Omega \underline{u}^{**} dV - \int_\Omega \underline{u}^* dV}{\Delta t} = \frac{1}{\rho^n} \int_\Omega \underline{f}_b dV \tag{2.4}$$

$$\frac{\int_\Omega \underline{u}^{n+1} dV - \int_\Omega \underline{u}^{**} dV}{\Delta t} = -\frac{1}{\rho^n} \int_\Gamma p^{n+1} \underline{n} dS \tag{2.5}$$

여기서 속도와 압력의 위 첨자 n과 n+1은 시간 단계를, 윗첨자 *와 **는 중간 단계의 속도를 나타낸다. 본 연구에서 사용한 자유표면에 대한 처리 기법이 semi-Lagrangian 방법이기 때문에 Courant-Friedrichs-Lewy (CFL) 값이 1보다 클 수 없고, 시간 간격에 대해 1차의 정확도를 갖는다. 따라서, 본 연구에서는 시간에 대해 1차 정확도의 다단계 방법을 사용하였다. 식 (2.5)에 발산(divergence) 연산을 취하고 연속방정식을 적용하면 다음과 같은 압력 포아송 방정식(Poisson equation)을 얻는다.

$$\nabla\left(\frac{1}{\rho^n} \int_\Gamma p^{n+1} \underline{n} dS\right) = \frac{1}{\Delta t} \int_\Gamma \underline{u}^{**} \cdot \underline{n} dS \tag{2.6}$$

이에 대한 풀이는 자유표면과 같은 불연속이 존재하는 문제에도 안정된 수렴을 보여주는 Bi-conjugate gradient stabilized (Bi-CGSTAB) 기법을 이용하였다. Bi-CGSTAB 방법의 수렴 속도는 예조건 행렬(preconditioned matrix)에 따라 좌우된다. 가장 단순한 예조건 행렬은 대각행렬로 주어진 행렬의 주 대각 성분 값만 존재하는 행렬이다. 하지만, 수렴속도가 좋지 않아 코딩은 쉽지만 많이 사용되지는 않는다. 본 연구에서는 불완전 LU 분해법(incomplete LU-decomposition)을 이용하여 예조건 행렬을 구하였다. Strongly implicit procedure (SIP) 기법을 이용한 예조건 행렬을 사용하면, 수렴속도를 조금 더 높일 수 있지만 자유표면 문제와 같이 행렬의 요소 사이에 값의 차이가 큰 경우 발산할 수 있고, 상수 값을 결정하는 것에 대한 이론적 배경이 부족하다. 이상을 통해 구해진 압력을 (2.5)식에 적용하여 연속 방정식을 만족하는 속도 장을 구하게 된다.

2.1.2 대류 항에 대한 이산화

본 연구에서 기본적으로 공간에 대한 이산화는 유한 체적법(finite volume method)을 이용하여 수행하였다. 이 때, 엇갈림 배열(staggered-variable allocation)을 사용하여 수치적으로 발생할 수 있는 속도장의 진동을 제거하였으며, 압력 항은 통상적으로 사용되는 중심 차분법(central difference scheme)을 사용하여 이산화 하였다.

대류 항의 공간에 대한 이산화를 위해 각 셀 벽면에서의 유량에 대한 계산이 요구되며, 중점법칙(midpoint rule)을 이용하여 셀 벽면에

대한 적분을 수행하였다. 이 때, 주변 셀의 정보로부터 셀 벽면에서 속도를 계산하기 위해 풍상 차분법(upwind method)을 이용하여 보간을 수행하였으며(Waterson & Deconinck, 2007), 수치적 확산을 감소시키기 위해 monotonized central(MC; Van Leer, 1977) 제한자(limiter)를 이용하였다. 이 제한자는 대칭형(symmetric) 제한자 중 하나이며, 이상의 방법을 1차원의 경우에 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$u_e = u_C + \frac{x_f - x_{iu}}{2}\psi(r)\left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{iu} \tag{2.7}$$

$$r = \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_f \Big/ \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{iu}; \qquad \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_f = \frac{u_D - u_C}{x_D - x_C}; \qquad \left(\frac{\partial u}{\partial x}\right)_{iu} = \frac{u_C - u_U}{x_C - x_U} \tag{2.8}$$

$$\psi(r) = \max\left[0, \min\left(2r, \frac{r+1}{2}, 2\right)\right] \tag{2.9}$$

각 식의 아래 첨자는 검사 체적 벽면에서 속도의 부호에 따라 다음과 같이 결정되며, 이에 대한 정의는 figure 2.2에 나타내었다.

$$\begin{cases} if\ u_{flux_e} \geq 0 \Rightarrow U = i-1;\ C = i;\ D = i+1;\ f = i+1;\ iu = i \\ if\ u_{flux_e} < 0 \Rightarrow U = i+2;\ C = i+1;\ D = i;\ f = i+1;\ iu = i+2 \end{cases} \tag{2.10}$$

여기서 $u_{flux_e} = (u_i + u_{i+1})/2$ 이다. u-속도에 대한 검사 체적의 벽면에서 속도를 계산하는 순서도는 figure 2.3에 나타내었다.

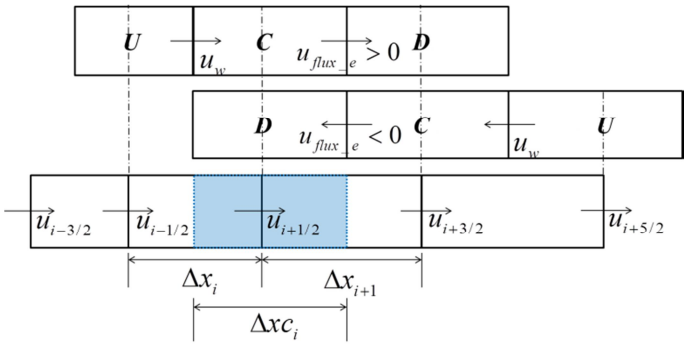


Fig. 2.2 Index and compass notations for convection terms

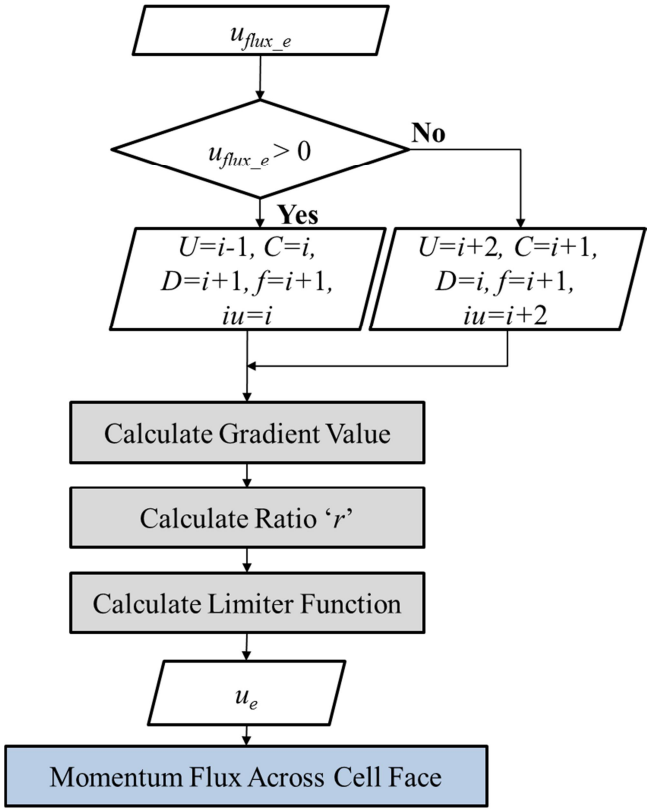


Fig. 2.3 Flow chart of calculating cell-face velocity

위와 같은 방법으로 계산 된 벽면에서의 속도 성분을 이용하여

벽면에서 유량을 계산하게 되는데, 다차원 문제의 경우 다른 속도 성분에 대한 보간이 필요하며 이를 정리하면 다음과 같이 나타낼 수 있다.

$$u^{*}_{i,j,k} = u^{n}_{i,j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta xc_i \Delta y_j \Delta z_k} \begin{bmatrix} \left\{ u\left(u_{flux}\right)\Big|_e - u\left(u_{flux}\right)\Big|_w \right\} \Delta y_j \Delta z_k \\ + \left\{ u\left(v_{flux}\right)\Big|_n - u\left(v_{flux}\right)\Big|_s \right\} \Delta xc_i \Delta z_k \\ + \left\{ u\left(w_{flux}\right)\Big|_t - u\left(w_{flux}\right)\Big|_b \right\} \Delta xc_i \Delta y_j \end{bmatrix} \tag{2.11}$$

$$\begin{aligned} u_{flux}\Big|_e &= \left(u_{i,j,k} + u_{i+1,j,k}\right)/2; \;\; u_{flux}\Big|_w = \left(u_{i,j,k} + u_{i-1,j,k}\right)/2 \\ v_{flux}\Big|_n &= \left(v_{i,j,k}\frac{\Delta x_{i+1}}{2} + v_{i+1,j,k}\frac{\Delta x_i}{2} \right) / \Delta xc_i; \\ v_{flux}\Big|_s &= \left(v_{i,j-1,k}\frac{\Delta x_{i+1}}{2} + v_{i+1,j-1,k}\frac{\Delta x_i}{2} \right) / \Delta xc_i \\ w_{flux}\Big|_t &= \left(w_{i,j,k}\frac{\Delta x_{i+1}}{2} + w_{i+1,j,k}\frac{\Delta x_i}{2} \right) / \Delta xc_i; \\ w_{flux}\Big|_b &= \left(w_{i,j,k-1}\frac{\Delta x_{i+1}}{2} + w_{i+1,j,k-1}\frac{\Delta x_i}{2} \right) / \Delta xc_i \end{aligned} \tag{2.12}$$

$$v^{*}_{i,j,k} = v^{n}_{i,j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta x_i \Delta yc_j \Delta z_k} \begin{bmatrix} \left\{ v\left(u_{flux}\right)\Big|_e - v\left(u_{flux}\right)\Big|_w \right\} \Delta yc_j \Delta z_k \\ + \left\{ v\left(v_{flux}\right)\Big|_n - v\left(v_{flux}\right)\Big|_s \right\} \Delta x_i \Delta z_k \\ + \left\{ v\left(w_{flux}\right)\Big|_t - v\left(w_{flux}\right)\Big|_b \right\} \Delta x_i \Delta yc_j \end{bmatrix} \tag{2.13}$$

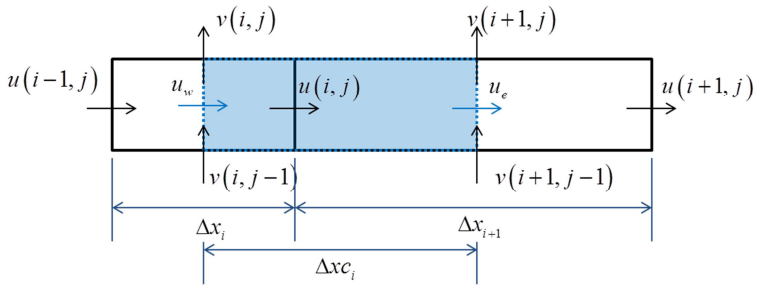
$$
\begin{aligned}
u_{flux}\Big|_e &= \left(u_{i,j,k}\frac{\Delta y_{j+1}}{2} + u_{i,j+1,k}\frac{\Delta y_j}{2} \right) / \Delta yc_j ; \\
u_{flux}\Big|_w &= \left(u_{i-1,j,k}\frac{\Delta y_{j+1}}{2} + u_{i-1,j+1,k}\frac{\Delta y_j}{2} \right) / \Delta yc_j \\
v_{flux}\Big|_n &= \left(v_{i,j,k} + v_{i,j+1,k} \right) / 2; \;\; v_{flux}\Big|_s = \left(v_{i,j,k} + v_{i,j-1,k} \right) / 2 \\
w_{flux}\Big|_t &= \left(w_{i,j,k}\frac{\Delta y_{j+1}}{2} + w_{i,j+1,k}\frac{\Delta y_j}{2} \right) / \Delta yc_j ; \\
w_{flux}\Big|_b &= \left(w_{i,j,k-1}\frac{\Delta y_{j+1}}{2} + w_{i,j+1,k-1}\frac{\Delta y_j}{2} \right) / \Delta yc_j
\end{aligned}
\tag{2.14}
$$

$$
w^*_{i,j,k} = w^n_{i,j,k} - \frac{\Delta t}{\Delta x_i \Delta y_j \Delta zc_k}
\begin{bmatrix}
\left\{ w\left(u_{flux}\right)\Big|_e - w\left(u_{flux}\right)\Big|_w \right\} \Delta y_j \Delta zc_k \\
+ \left\{ w\left(v_{flux}\right)\Big|_n - w\left(v_{flux}\right)\Big|_s \right\} \Delta x_i \Delta zc_k \\
+ \left\{ w\left(w_{flux}\right)\Big|_t - w\left(w_{flux}\right)\Big|_b \right\} \Delta x_i \Delta y_j
\end{bmatrix}
\tag{2.15}
$$

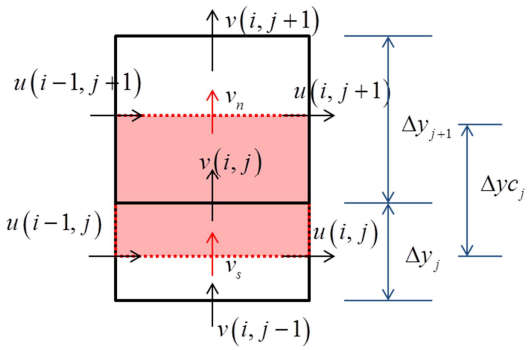
$$
\begin{aligned}
u_{flux}\Big|_e &= \left(u_{i,j,k}\frac{\Delta z_{k+1}}{2} + u_{i,j,k+1}\frac{\Delta z_k}{2} \right) / \Delta zc_k ; \\
u_{flux}\Big|_w &= \left(u_{i-1,j,k}\frac{\Delta z_{k+1}}{2} + u_{i-1,j,k+1}\frac{\Delta z_k}{2} \right) / \Delta zc_k \\
v_{flux}\Big|_n &= \left(v_{i,j,k}\frac{\Delta z_{k+1}}{2} + v_{i,j,k+1}\frac{\Delta z_k}{2} \right) / \Delta zc_k ; \\
v_{flux}\Big|_s &= \left(v_{i,j-1,k}\frac{\Delta z_{k+1}}{2} + v_{i,j-1,k+1}\frac{\Delta z_k}{2} \right) / \Delta zc_k \\
w_{flux}\Big|_t &= \left(w_{i,j,k} + w_{i,j,k+1} \right) / 2; \;\; w_{flux}\Big|_b = \left(w_{i,j,k} + w_{i,j,k-1} \right) / 2
\end{aligned}
\tag{2.16}
$$

여기서 아래첨자 'flux'로 표시한 속도는 주변 셀의 속도 성분을 이용하여 구한 속도이며, 이 속도 성분의 부호에 따라 풍상 셀의 인덱스가 결정된다. 방위(compass) 표기법으로 표시한 속도 성분은 1차원을 가정하여 앞서 설명한 제한자를 이용하여 계산되는 값이다.

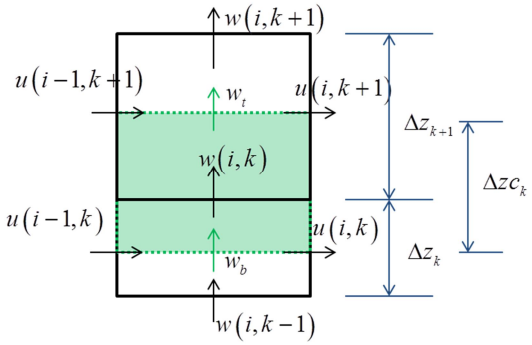
그 외에 위의 식에서 사용된 아래 첨자에 대한 정의는 2차원 평면으로 가정하여 figure 2.4에 정리하였다.



(a) *u*-velocity



(b) *v*-velocity



(c) *w*-velocity

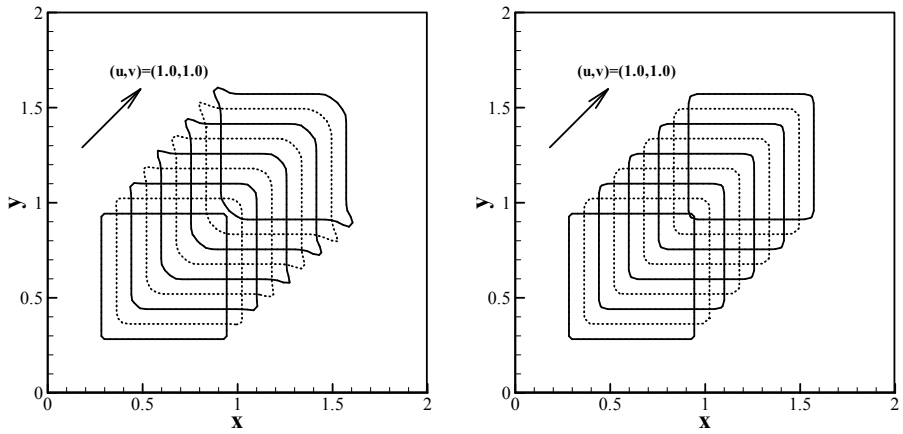
Fig. 2.4 Index notations of discretization of convection term

본 연구에서는 3차원 효과를 정상적으로 고려하기 위하여 directional splitting 방법을 사용하였다. 예를 들어, 물리 값, q에 대한 2차원 이송방정식의 경우 다음과 같이 풀 수 있다.

$$\begin{aligned} q^{*} &= q^{n} + F_{x}\left(q^{n}\right) \\ q^{n+1} &= q^{*} + F_{y}\left(q^{*}\right) \end{aligned} \tag{2.17}$$

여기서 F_x와 F_y는 각각 x-방향과 y-방향에 대한 수치유량을 의미하며, 위 첨자 *는 중간 단계의 계산 값을 의미한다. 위와 같이 한 시간 단계에서 x-방향에 대한 계산을 수행한 후, y-방향에 대한 계산을 수행하여 다음 단계의 물리 량을 계산하고, 다음 시간 단계에서는 y-방향에 대한 계산을 먼저 수행하게 되면 특정 방향으로 치우치는 현상을 제거할 수 있다.

이러한 방법론의 효과를 검증하기 위하여 단순한 2차원 이송문제에 대한 비교계산을 수행하였다. Figure 2.5에 나타낸 바와 같이 초기 사각형 형태의 모양을 갖는 함수가 일정한 속도 $(u,v)=(1.0,1.0)$ 로 정의된 속도에 놓인 경우, 시간이 지남에 따라 초기 형상이 오른쪽 위로 움직이게 된다. 이 때, directional splitting을 하지 않고 각 방향의 유량을 동시에 계산한 경우 초기 사각형 형상이 뒤틀리는 것을 확인할 수 있는 반면, directional splitting을 사용하면 초기 형상이 비교적 잘 보존되는 것을 알 수 있다.



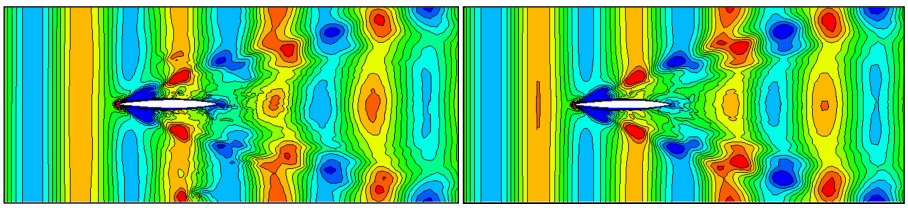
(a) Without directional splitting (b) With directional splitting

Fig. 2.5 Effect of directional splitting method for the two-dimensional wave propagation problem

본 연구에서 사용한 대류 항 처리 기법과 constrained interpolation profile(CIP; Hu & Kashiwagi, 2007) 방법을 이용하여 선박의 운동 문제에 대한 비교를 수행하였다. CIP의 기본적인 아이디어는 물리량 자체의 값 및 공간에 대한 미분치를 같이 고려하여 한 격자에 대한 내삽(interpolation) 함수를 3차의 다항식으로 구성하는 것이다. CIP 기반 방법의 경우 다차원 문제에 대해 다차원의 내삽 함수를 사용하고, 미분 값의 정보를 방정식을 통해 비교적 정확하게 구하기 때문에 수치적 확산을 많이 감소시킬 수 있는 장점이 있다. 하지만, 선박 운동 문제의 경우 특성 길이의 차이로 인해 물체 근처에 격자를 다수 밀집 시키고 물체에서 멀리 떨어진 영역은 성긴 격자를 사용하기 때문에 비교적 큰 종횡비(aspect ratio)를 갖는 영역이 존재하게 된다. 이런 영역에서는 다차원의 내삽 함수 구성이

부정확해지고 결과적으로 수치적인 불안정성을 야기한다.

Figure 2.6은 앞서 설명한 내용을 선박의 운동 문제에 적용한 결과를 보여주고 있다. CIP 기법을 이용한 경우 물체 근처와 격자의 종횡비가 큰 영역에서 비물리적인 짧은 파가 생성되는 것을 확인 할 수 있다. 이에 반해 MC limiter를 사용한 경우 이러한 불안정한 파가 생성되지 않는 것을 확인 할 수 있다.



(a) CIP method (b) MC-limiter

Fig. 2.6 Comparison of wave contour for ship motion problem using two different discretization methods of convection terms

2.1.3 자유표면에 대한 처리

앞서 언급한 바와 같이 자유표면의 위치를 추적하기 위하여 각 셀에서 특정 유체 혹은 물체가 차지하고 있는 부피 비를 정의하였다. 액체에 대한 부피 비, ϕ_1의 값은 다음 식에 따라 변화하며, 이를 통해 자유표면의 시간에 따른 위치를 찾게 된다.

$$\frac{\partial \phi_1}{\partial t} + \underline{u} \cdot \nabla \phi_1 = 0 \tag{2.18}$$

본 연구에서는 volume-of-fluid (VOF) 계열의 기법 중 하나인 tangent of hyperbola for interface capturing(THINC; Xiao et al., 2005) 기법을 사용하여 위 식을 계산하였다. THINC 기법의 기본적인 아이디어는 셀 벽면에서 수치 유량을 계산하기 위하여 부피 비 함수의 분포를 tangent hyperbolic 함수로 가정하는 것이다. 1차원 문제에 대해 위 식을 유한 체적법을 이용하여 이산화 하고, 시간과 공간에 대해 적분을 수행하면 다음과 같은 방정식을 얻는다.

$$\overline{\phi_{1,i}^{n+1}} = \overline{\phi_{1,i}^{n}} + \frac{\left(g_{i-1/2} - g_{i+1/2}\right)}{\Delta x_i} + \overline{\phi_i^n}\frac{\left(u_{i+1/2} - u_{i-1/2}\right)}{\Delta x_i}\Delta t \tag{2.19}$$

여기서 $\overline{\phi_1}$ 는 각 셀에서의 평균 부피 비를 의미하며, 셀의 중심에서 정의된 값이다. 아래 첨자에 대한 정의는 앞선 대류 항에 대한 이산화에서 사용한 바와 같고, $g_{i+1/2}$는 i+1/2 면에 대한 수치 유량을 의미한다. 셀에서의 부피 비 분포, $F_i(x)$를 다음과 같이 tangent hyperbolic 함수로 가정하면, 평균 부피 비는 아래 식과 같이 표현할 수 있다.

$$F_i\left(x\right) = \frac{\alpha}{2}\left\{1 + \gamma\tanh\left[\beta\left(\frac{x - x_{i-1/2}}{\Delta x_i}\right) - \delta\right]\right\} \tag{2.20}$$

$$\overline{\phi}_{1,i}^{n} = \frac{1}{\Delta x_i}\int_{x_{i-1/2}}^{x_{i+1/2}} F_i\left(x\right)dx \tag{2.21}$$

여기서 α는 주변 평균 부피 비의 크기에 따라 내삽 함수의

최대값을 결정하고, β는 불연속점 근처에서 함수의 기울기를 결정하는 값으로 본 연구에서는 3.5를 사용하였다. γ는 기울기의 방향을 결정짓고, δ는 식 2.21을 만족하도록 결정된다.

최종적으로 각 격자의 경계에서 들어오고 나가는 수치 유량은 다음 식을 이용하여 계산된다.

$$g_{i+1/2} = \int_{x_{i+1/2}-u_{i+1/2}\Delta t}^{x_{i+1/2}} F_i(x)\,dx \tag{2.22}$$

기존의 THINC 방법은 다차원 공간에 대한 문제를 각 차원에 대한 1차원 문제로 가정하여 풀게 된다. 이로 인하여 다차원 문제에서는 자유표면의 형태가 부드럽게 나타나지 않고 계단형식으로 나타나는 경우가 있다. 또한, 다차원 정보를 이용하지 않기 때문에 전체 부피를 보존하지 못하는 문제점도 발생한다. 이를 보완하기 위하여 Yokoi (2007)는 다차원 정보를 이용하여 수치 유량을 보정하는 weighed line interface calculation (WLIC) 방법을 제시하였다. 기존의 THINC 방법이 갖고 있는 코딩이 간단하다는 장점을 유지하면서 다차원 정보를 이용하기 위하여 다음 식과 같이 자유표면의 법선 벡터에 따른 가중치를 주어 부피 비 값을 나타내게 된다.

$$\begin{aligned} g_{i+1/2,j,k} = & \int_{x_{i+1/2}-u_{i+1/2,j,k}\Delta t}^{x_{i+1/2}} \omega_{x,iu,j,k} F_{i,j,k}(x)\,dx \\ & + \omega_{y,iu,j,k}\overline{\phi}_{1,iu,j,k} u_{i+1/2,j,k}\Delta t + \omega_{z,iu,j,k}\overline{\phi}_{1,iu,j,k} u_{i+1/2,j,k}\Delta t \end{aligned} \tag{2.23}$$

여기서 iu는 유동의 방향에 따라 결정되는 풍상(upwind) 격자의 인덱스를 뜻하고, 3차원에 대한 가중치 ω_ξ는 다음 식으로 계산된다.

$$\omega_\xi = \frac{|n_\xi|}{|n_x| + |n_y| + |n_z|}; \qquad \xi = x, y, z \tag{2.24}$$

여기서 n_ξ는 자유표면의 ξ-방향 법선 벡터 성분을 뜻한다.

기존의 THINC 방법과 WLIC 기법을 적용한 경우에 대한 비교 및 검증을 위해 3차원 shear 유동 문제에 대한 비교 계산을 수행하였다. 이 문제에서 속도는 다음과 같이 정의된다 (LeVeque, 1996).

$$\begin{aligned} u &= 2\sin^2(\pi x)\sin(2\pi y)\sin(2\pi z)\cos(\pi t/T) \\ v &= -\sin(2\pi x)\sin^2(\pi y)\sin(2\pi z)\cos(\pi t/T) \\ w &= -\sin(2\pi x)\sin(2\pi y)\sin^2(\pi z)\cos(\pi t/T) \end{aligned} \tag{2.25}$$

위 속도로 정의된 영역에서 시간이 흐름에 따라 초기 형상은 회오리 모양으로 변형하게 된다. 이 때, T/2 시간이 흐른 뒤 속도장을 반대로 주면 T 시간 후에 변형된 형상이 초기 형상으로 돌아오게 되는데, 복원된 정도와 경계 면의 두께로 수치기법의 정확도를 판단하게 된다. 반지름 0.5인 구형의 초기 형상을 100×100×100의 격자에 정의하고 이송방정식을 계산하여 각각의 결과를 figure 2.7에 나타내었다. WLIC 기법을 사용하는 경우 기존의

THINC 기법이 보여주는 경계 면의 찌그러짐 현상을 제거 할 수 있음을 알 수 있다.

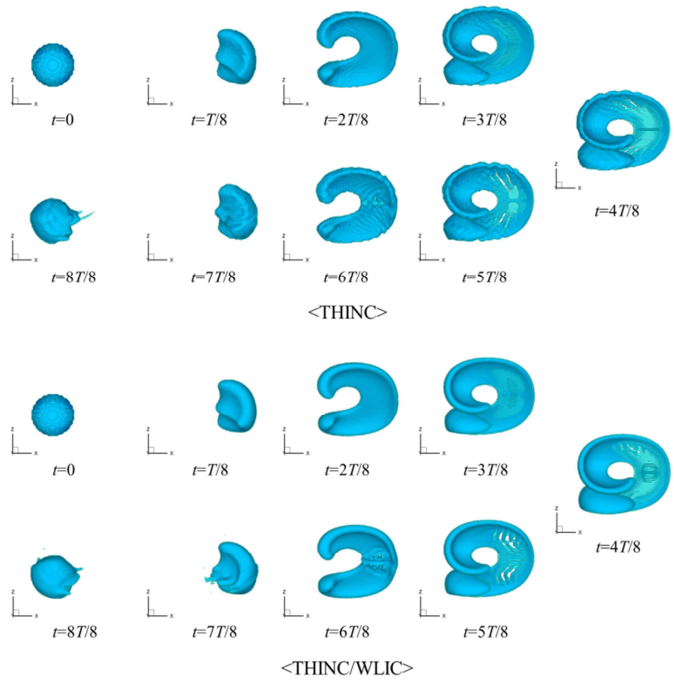


Fig. 2.7 Three-dimensional deformation field test for THINC (upper) and THINC/WLIC (lower)

본 연구에서 사용한 THINC/WLIC 방법의 장점과 단점을 파악하기 위하여 통상 VOF 계열의 기법 중 많이 사용되는 compressive interface capturing scheme for arbitrary meshes(CICSAM; Ubbink & Issa, 1999) 방법과 비교 연구를 진행하였다. 이를 위하여 2차원 shear 유동에 대한 문제를 계산 사례의 대상으로 삼았다. 이 문제에서 속도 장은 다음과 같이 정의된다.

$$(u,v)=(\sin x\cos y,-\cos x\sin y). \tag{2.26}$$

계산 영역은 $[0,\pi]\times[0,\pi]$ 이고 100×100 개의 격자로 나누었다. 초기 형상은 다음과 같은 원형을 사용하며, 스칼라 함수, q를 원의 내부에서는 1로 외부에서는 0으로 정의하였다.

$$(\text{circle center})=\left(\frac{\pi}{2},\frac{(\pi+1)}{5}\right);\quad (\text{radius})=\frac{\pi}{5} \tag{2.27}$$

이 때, 앞선 3차원 테스트와 마찬가지로 N 번 시간 간격이 흐른 뒤 속도를 반대로 주면 $2N$번째 단계에서 변형된 형상이 초기 원형으로 돌아오게 된다. Figure 2.8에 CFL 값에 따른 결과를 나타내었다. THINC/WLIC 기법은 CFL 값과 무관하게 유사한 결과를 보여주며 초기의 형상이 어느 정도 복원 되는 것을 알 수 있다. 더불어 경계면의 두께 역시 일정하게 유지되는 것을 알 수 있다. CICSAM 기법은 CFL 값에 따라 결과의 큰 차이를 보이며 CFL=0.5에서는 경계면에서 확산이 발생하고 모양 또한 많이 일그러지는 것을 확인할 수 있고, CFL=0.125 이하로 줄였을 때, THINC/WLIC 기법 보다 정확한 결과를 보여주었다.

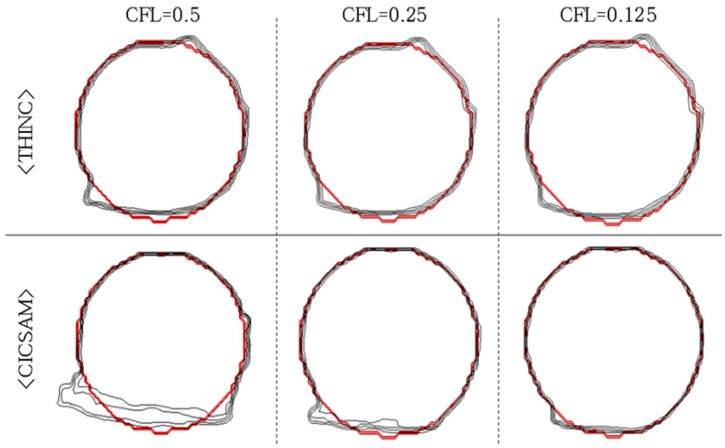


Fig. 2.8 Single-vortex shearing flow with reversed velocity at 2000 steps for three different CFL numbers by THINC/WLIC and CICSAM methods

정량적인 비교를 위하여 다음 식으로 정의된 오차를 계산하여 figure 2.9에 나타내었다.

$$(\text{Error}) = \sqrt{\Delta x \Delta y \sum_{i,j=1}^{nx,ny} \left| q_{i,j}(t = 2N) - q_{i,j}(t = 0) \right|^2} \qquad (2.28)$$

앞선 결과에서 확인한 것과 유사하게 THINC/WLIC는 시간 간격에 크게 영향을 받지 않는 것을 확인 할 수 있고, CICSAM의 경우 시간 간격이 작아짐에 따라 오차가 감소하는 것을 알 수 있다. THINC/WLIC의 경우 시간에 대한 적분으로 semi-Lagrangian 방법을 사용하기 때문에 1.0 보다 작은 CFL 값에 대해서는 결과가 유사하게 유지되고, CICSAM의 경우는 Crank-Nicolson 방법을 사용하여 시간 적분을 수행하기 때문에 2차의 정확도를 보인다.

하지만, 통상 선박의 운동 문제를 계산 할 때, 0.4-0.6 정도의 CFL 값을 사용하기 때문에 0.25 이상의 CFL 값에서도 정확한 결과를 보여주는 THINC/WLIC 기법을 사용하는 것이 결과의 정확도나 계산의 효율성 측면에서 이점이 있을 것이다.

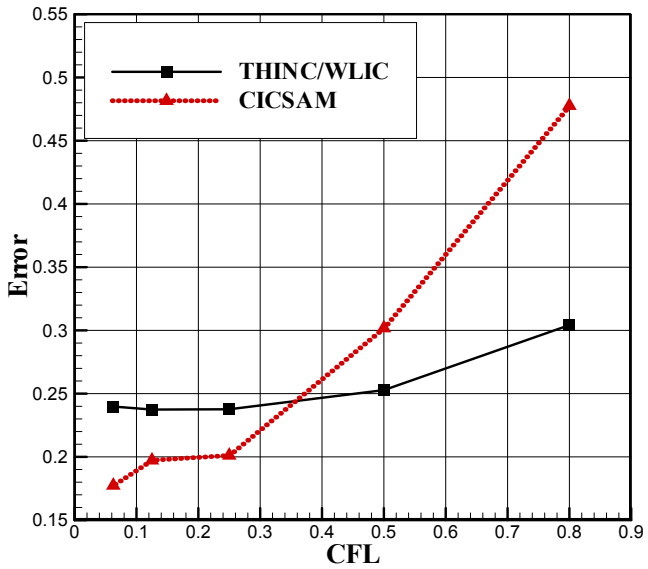


Fig. 2.9 Error plot with respect to time step for two different free-surface capturing methods

물에 대한 부피 비와 물체에 대한 부피 비를 계산한 후에 기체에 대한 부피 비는 다음 조건을 통해 계산 된다.

$$\sum_{m=1}^{3} \phi_m = 1 \tag{2.29}$$

각 셀에 대한 밀도 값은 다음 식을 통해 계산 된다.

$$\rho = \sum_{m=1}^{3} \rho_m \phi_m \tag{2.30}$$

여기서 ρ_m은 ϕ_m에 대응되는 물질의 밀도를 의미한다.

2.1.4 입사파 생성

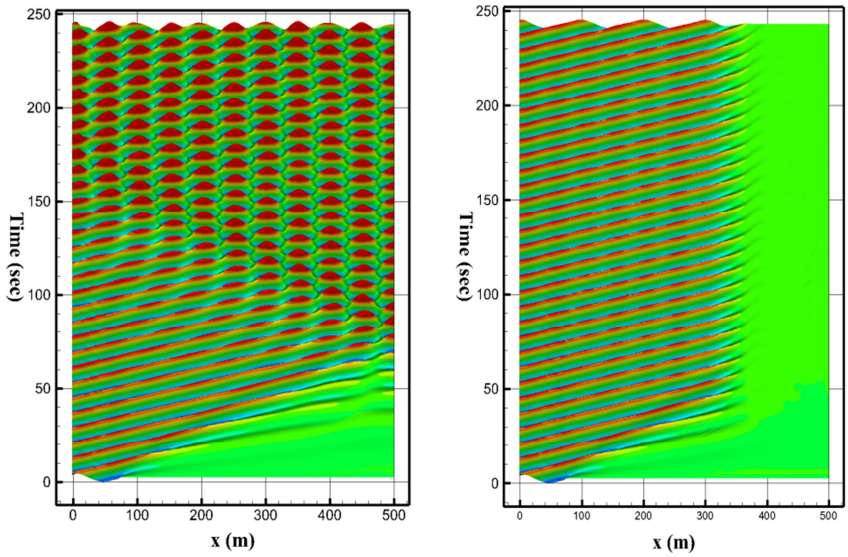
파를 생성하기 위하여 수치 수조의 입사경계면에 선형 이론 해에 의한 속도를 경계조건으로 정의하였으며, 이에 대응되는 파고에 대해 물의 부피 비를 경계조건으로 부여하였다. 이를 위하여 정수중까지의 선형 이론 해를 파고에 따라 확대·축소하였으며, 이 때문에 들어오고 나가는 유량이 같지 않아 유량이 일정하도록 벽면의 속도를 수정하였다.

수치계산이 장시간 가능하도록 파의 출구면 혹은 그 주위에서에서 효과적으로 반사파를 제거하는 방안이 필요하다. 정수중 전진하는 선박의 저항을 계산하는 경우, 일반적으로 속도의 구배를 0으로 만드는 조건을 이용하여 발생되는 파가 전진속도의 영향으로 빠져나가게 한다. 하지만, 파랑 중 전진하는 선박의 운동문제를 다루는 경우에는, 입사파와 반사파, 선박 운동에 의해 생성되는 파 등이 복합적으로 존재하여 진행되기 때문에 속도 구배를 0으로 주는 경우 계산이 발산하는 경우가 발생하기도 한다. 이러한 해결방안으로 적용되는 출구경계 주위에서의 감쇠영역

적용은 단순하면서도 대단히 효과적으로 z-방향에 대한 속도를 점진적으로 감소시키는 방안으로 알려져 있다. 이는 수식으로 다음과 같이 표현된다 (Park et al., 1999).

$$\underline{f}_{\text{damping}} = \begin{cases} \alpha \left(\dfrac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right)^m \left(\dfrac{z - z_{bottom}}{z_{ksurf} - z_{bottom}} \right)^n \hat{k} & if \ z_{bottom} < z < z_{ksurf} \\ \alpha \left(\dfrac{x - x_0}{x_1 - x_0} \right)^m \left(\dfrac{z - z_{top}}{z_{ksurf} - z_{top}} \right)^n \hat{k} & if \ z_{ksurf} < z < z_{top} \end{cases} \tag{2.31}$$

여기서 x_0, x_1은 감쇠영역의 길이 방향에 대한 시작좌표와 마지막 좌표이고, z_{ksurf}는 자유표면의 높이 방향 좌표, z_{top}, z_{bottom}은 전체 계산 영역의 높이 방향 양끝의 좌표이다. $\hat{k}$ 은 높이 방향 단위 벡터이고, α는 감쇠항의 강도를 결정짓는 값이다. m과 n은 감쇠함수의 분포 형상을 결정짓는 것으로 본 연구에서는 m=4, n=1을 사용하였다. Figure 2.10은 감쇠영역의 유무에 따른 수치 수조내의 파형을 나타낸다. 첫 번째 그림은 벽면조건을 준 경우로 뚜렷하게 반사파로 인해 정상파(standing wave)가 생기는 것을 확인할 수 있다. 두 번째 결과는 감쇠영역을 사용한 경우로 효과적으로 반사파를 제거하여 파형이 시간에 따라 균일하게 분포하며, 감쇠영역에서 정수 중 높이가 유지됨을 알 수 있다.



(a) Wall condition only (b) With damping zone

Fig. 2.10 Comparison of incident wave generation with and without damping zone

Figure 2.11은 감쇠영역의 길이, L_d와 감쇠항의 강도에 따른 감쇠함수의 분포를 나타낸다. 같은 감쇠 강도에 대해 감쇠영역의 길이가 짧아지면 감쇠항의 세기가 급격하게 변하는 것을 확인 할 수 있다. 이와 같이 감쇠항의 세기가 점진적으로 변하지 않고 급격하게 변화하면 오히려 감쇠영역을 벽처럼 인식하여 일부 반사파가 발생할 수 있다.

실제 계산에서의 인자들에 대한 영향을 확인하기 위하여 감쇠항의 강도를 고정한 상태에서 감쇠영역의 길이를 변화시킨 결과를 figure 2.12에 나타내었다. 감쇠영역의 길이가 파장의 1.5배 이상이 되면 반사파가 생성되지 않는 것을 확인 할 수 있지만,

파장과 동일한 길이의 감쇠영역을 사용한 경우 일부 반사파가 발생한 것을 알 수 있다. 감쇠영역의 길이가 감소하면 같은 강도에 대해 급격한 변화를 보이기 때문에 이러한 변화가 오히려 반사파를 야기한다. 반면, 같은 길이에 대해 감쇠강도를 줄이면 감쇠력이 서서히 변화하기 때문에 일정부분 파를 감쇠시키지만 그 양이 충분하지 않아 완전히 없어지기 전에 오른쪽 벽에 도달하여 반사파가 일부 생성된다. 즉, 감쇠항의 강도에 의한 영향보다 길이가 더 큰 영향을 미치며, 파장의 1.5배 정도가 효율적인 감쇠효과를 얻을 수 있음을 확인하였다.

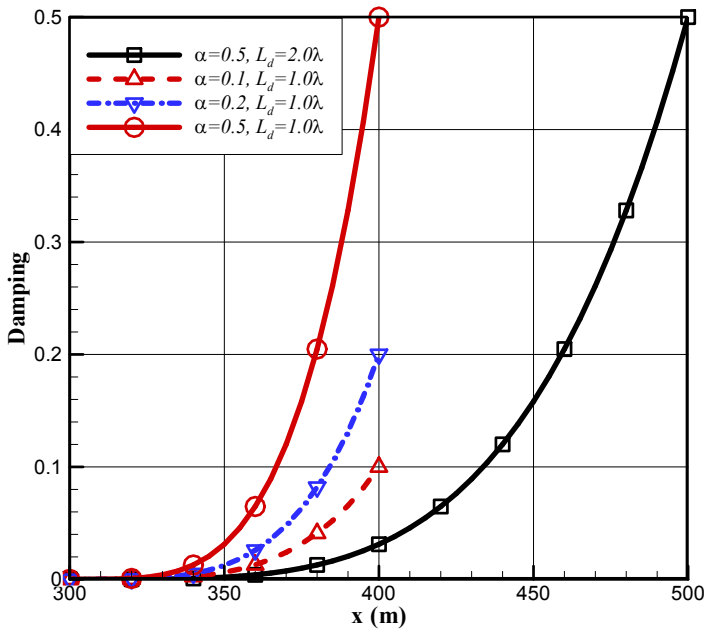


Fig. 2.11 Profile of the damping function

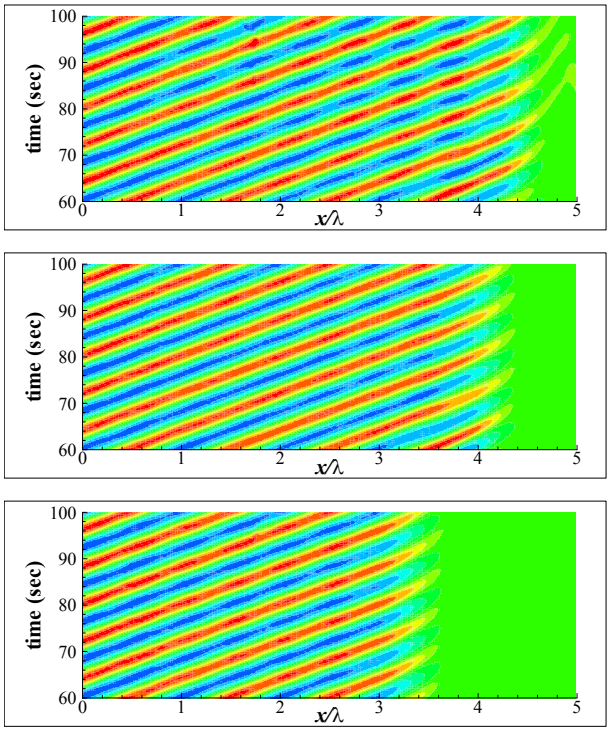


Fig. 2.12 Effect of damping zone size: L_d/λ =1.0(top), 1.5(middle), 2.0(bottom)

Figure 2.13은 파 기울기, H/λ가 1/20, 1/16인 경우에 대하여 수치계산 결과와 Stokes 이론의 선형 및 2차 해와 비교한 것이다. 본 프로그램을 이용하여 원하는 파고와 파장을 갖는 입사파를 생성할 수 있음을 확인 할 수 있다. 특히, 자유표면에 특별한 경계조건을 부여하지 않고 공기와 물에 대한 지배방정식을 계산하여 생성된 파가 2차 이론 해와 유사한 것을 확인 할 수 있다. 즉, 자연적으로 비선형 특성의 파가 생성되는 것을 확인하여 개발된 프로그램이 선박의 운동과 이에 수반되는 비선형 특성을 파악하기 위한 비선형 입사파를 생성 할 수 있음을 확인하였다.

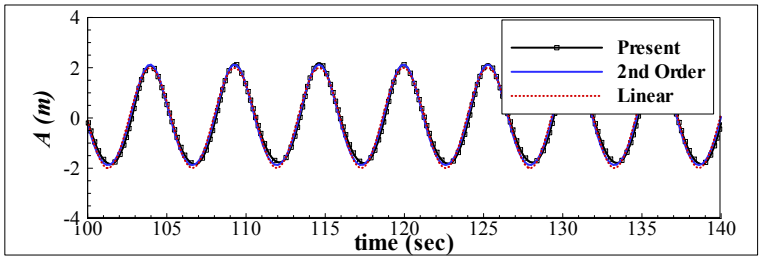
격자에 의한 영향을 보기 위하여 한 파장에 들어가는 격자의 개수와 한 파고에 들어가는 격자 개수를 변화시켜 가면서 시간에 따른 파의 형상을 figure 2.14에 나타내었다. 일부 격자수가 증가하여도 파고가 일정하지 않을 것을 알 수 있는데, 정량적으로 계산된 파와 이론 해의 차이를 보기 위해 다음 식으로 정의된 차이 값을 계산하여 figure 2.15에 나타내었다.

$$\varepsilon = \frac{1}{N}\sum_{k=1}^{N}\left|\eta_{comp}\left(\hat{x},t_k\right)-\eta_{2nd}\left(\hat{x},t_k\right)\right| \tag{2.32}$$

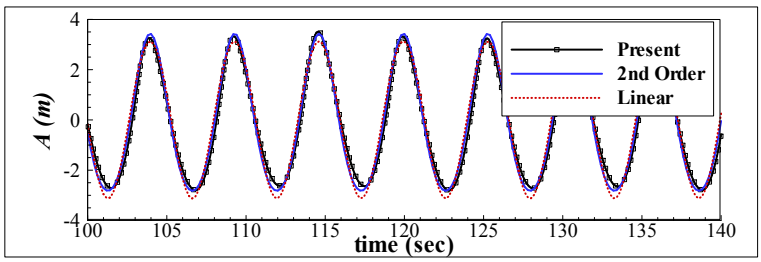
여기서 η_{comp} 와 η_{2nd} 는 각각 계산을 통해 얻어진 파고와 Stokes wave의 2차 파고 의미하고, $\hat{x}$ 은 고정된 임의의 위치를 의미한다. 이를 통해 정상적인 파의 생성을 위해 최소한 다음과 같은 격자가 요구됨을 알 수 있다.

$$\lambda/\Delta x \geq 23; \qquad A/\Delta z \geq 5; \qquad \Delta x/\Delta z \leq 20 \tag{2.33}$$

여기서 파장과 파고에 대한 격자수도 중요하지만, 격자의 종횡비(aspect ratio) 역시 중요한 요소임을 확인하였다. 또한, 실제 파와 물체의 상호작용 계산을 위해서는 입사파 이외에도 물체에 의한 산란파와 선박의 운동으로 인해 생성되는 파 등이 존재하기 때문에 위의 제시한 최소 기준을 만족하는 범위에서 격자 수렴도에 대한 확인이 필요하다.



(a) H/λ=1/20



(b) H/λ=1/16

Fig. 2.13 Comparisons of wave elevations between numerical solution and Stokes wave solutions

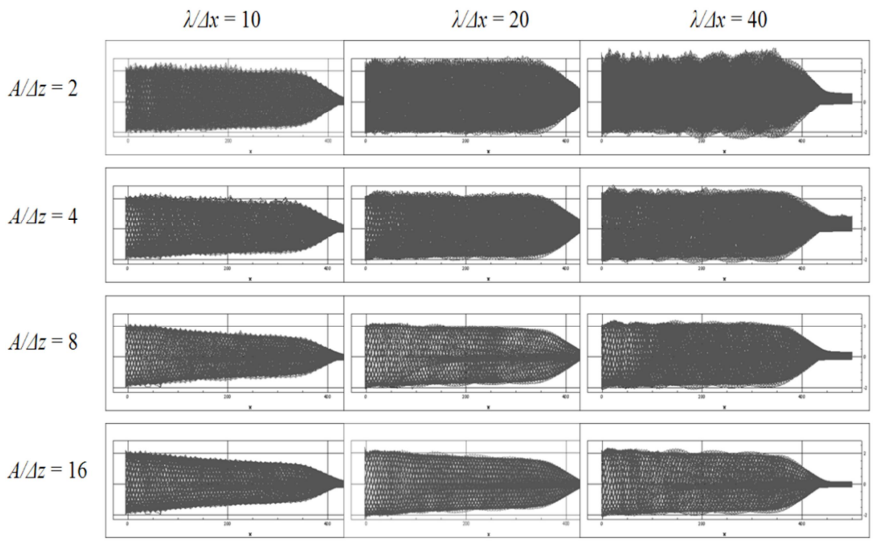


Fig. 2.14 Computed incident waves with different mesh sizes

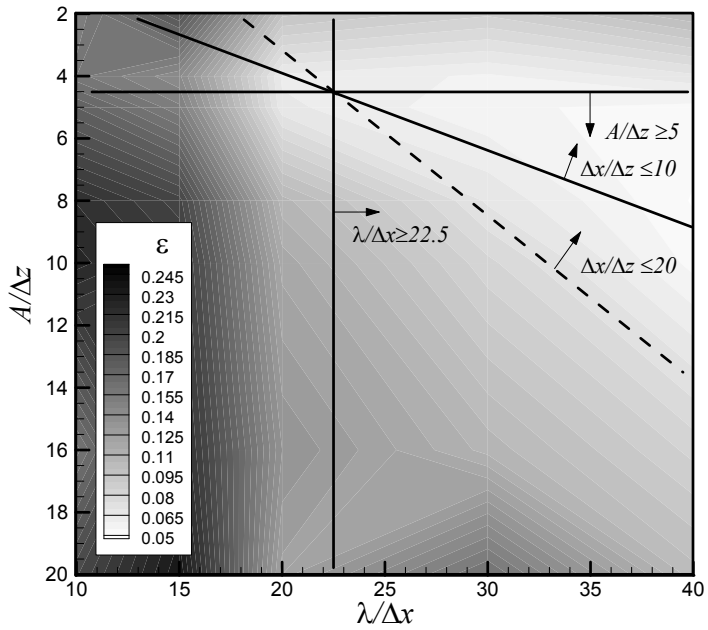


Fig. 2.15 Criteria of mesh sizes to generate correct incident wave

2.2 물체에 대한 처리

2.2.1 부피 비 계산

앞서 설명한 바와 같이 선박과 같이 복잡한 형상을 갖는 물체를 직교 좌표 계에서 효율적으로 다루기 위하여 각 셀에서 물체가 차지하는 부피 비를 이용하였다. 물체의 경우는 운동방정식의 해석을 통하여 매 시간마다 정확한 위치를 알고 있기 때문에 부피 비에 대한 방정식을 풀지 않고, 기하학적인 조건을 이용하여 부피 비를 계산하게 된다.

물체의 부피 비 계산은 매 시간간격 마다 수행되어야 하는 작업이기 때문에 빠른 시간 안에 수행되어야 한다. 이를 효율적으로 처리하기 위하여 레벨-셋(level-set) 기반 방법을 적용하였다. 레벨-셋 함수, χ 는 경계 면에서 0의 값을 갖고 내부에서는 음수, 외부에서는 양수 값을 갖는 함수이다. 이러한 성질을 갖는 대표적인 예로 거리 함수가 있으며, 만약 물체 표면에서 각 셀에 이르는 거리와 내부인지 외부인지 판단을 해주게 되면 다음과 같은 smoothed Heaviside 함수, H_σ를 이용하여 부피 비 값을 얻을 수 있다.

$$\phi_3 = H_\sigma(\chi) = \begin{cases} 0 & if\ \chi < -\sigma \\ \frac{1}{2}\left[1 + \frac{\chi}{\sigma} + \frac{1}{\pi}\sin\left(\frac{\pi\chi}{\sigma}\right)\right] & if\ |\chi| \le \sigma \\ 1 & if\ \chi > \sigma \end{cases} \tag{2.34}$$

여기서 σ는 완화길이(smoothing length)를 의미하며 가장 작은 셀의 대각선 길이의 절반 값을 사용하였다.

물체 표면으로부터 임의의 점에 이르는 거리를 계산하기 위하여 물체 표면을 삼각형의 표면 격자로 표현하고, 이 정보를 stereolithography (STL) 포맷의 파일로 입력 받는다. STL 파일은 삼각형을 구성하는 세 점의 위치와 법선 벡터에 대한 정보를 포함하고 있다. 입력 받은 물체 표면 삼각형 정보로부터 거리를 계산하기 이전에 각 삼각형을 둘러싸는 구속 상자(bounding box)를 계산해야 한다(Choi et al., 2007). 앞서 언급했듯이 물체의 부피 비 계산은 매 시간 간격마다 이루어지기 때문에 빠른 계산이 요구된다. 구속 상자에 대한 정보 없이 계산을 수행하는 경우 계산 복잡도는 다음과 같이 된다.

$$O\left(N_x N_y N_z N_f\right) \tag{2.35}$$

여기서 N_x, N_y, N_z는 *x-*, *y-*, *z-* 방향에 대한 격자 수를 의미하고, N_f는 물체를 표현하는 전체 삼각형의 개수를 의미한다. 만약, 구속 상자를 이용하게 되면 계산 복잡도가 다음과 같이 표현된다.

$$O\left(\bar{N}_b N_f\right) \tag{2.36}$$

여기서 $\bar{N}_b$ 는 구속 상자에 포함되는 평균적인 격자 수를 의미하며, 통상 이 값은 전체 격자 수에 비해 굉장히 작기 때문에 계산시간을

급격하게 감소시킬 수 있다.

각 구속 상자에 속하는 3차원 공간상의 한 지점에 대해 삼각형까지 거리를 계산하기 위해 figure 2.16과 같이 해당 삼각형을 두 변의 길이가 1인 직각이등변 삼각형으로 치환하고, 변환된 공간 (*s*-*t*)에서 거리함수 $Q(s,t)$를 다음과 같이 정의하였다.

$$Q(s,t) = \left|\underline{T}(s,t) - \underline{P}\right|^2 \tag{2.37}$$

여기서 $(s,t) \in D = \{(s,t) : s \in [0,1], t \in [0,1], s+t \le 1\}$ 이고, $\underline{T}$ 와 $\underline{P}$ 는 각각 변환된 삼각형과 직교 격자상의 거리 계산을 위한 대상 점을 의미한다. 변환된 공간에서 거리함수의 구배(gradient)가 0이 되는 지점이 최단거리가 되는 점, $\underline{P}_c$ 가 된다. 최소값이 삼각형 내부에 존재하는 경우는 위 식으로부터 얻어지는 (*s*,*t*) 값이 최소거리가 되는 점이 되지만, 다른 영역에 존재하게 되면, 구해진 (*s*,*t*) 값이 아닌 미분 값의 등고선이 삼각형과 만나는 점이 최소거리가 되는 점이다 (Eberly, 2008).

위의 방법을 통해 임의의 점 $\underline{P}$ 에서 삼각형까지 가장 가까운 점을 구할 수 있다. 이를 이용하여 점 $\underline{P}$ 가 물체의 내부인지 외부인지를 판단 할 수 있는데, 이는 다음 식처럼 삼각형의 법선 벡터와 거리벡터를 내적 한 후 그 부호를 통해 결정 할 수 있게 된다.

$$\underline{n}\cdot\left(\underline{P}-\underline{P}_e\right)=\begin{cases}>0 & \text{outside}\\ <0 & \text{inside}\\ =0 & \text{on surface}\end{cases} \tag{2.38}$$

여기서 문제가 되는 부분이 발생하는데, 가장 가까운 점이 삼각형의 내부가 아닌 삼각형의 변이나 꼭지점에 존재하는 경우, 법선 벡터를 어떤 값으로 사용하는 지에 따라 결과가 뒤바뀌게 된다. 이를 해결하기 위하여 각 삼각형의 변과 꼭지점에서 정의되는 가상 법선 벡터(angle weighted pseudo-normal vector; Bærentzen & Aanæs, 2005)를 사용하였다. 이는 입사 각도, α_i에 따라 가중치를 부여한 법선 벡터로 다음과 같이 정의된다.

$$\underline{n}_\alpha=\frac{\sum_i \alpha_i \underline{n}_i}{\left\|\sum_i \alpha_i \underline{n}_i\right\|}\sim\sum_i \alpha_i \underline{n}_i \tag{2.39}$$

여기서 $\underline{n}_\alpha$ 는 가상 법선 벡터를 의미하고, $\underline{n}_i$ 는 꼭지점 혹은 변을 공유하는 i번째 삼각형의 법선 벡터를 의미한다. 이러한 변수의 정의는 figure 2.17에도 나타내었다. 이 때, 법선 벡터의 크기는 1로 정규화 하지 않고 사용할 수 있는데, 식 (2.38)에서의 계산 결과가 내적의 크기가 아니라 부호만 필요한 정보이기 때문이다.

이 법선 벡터는 주어진 점과 이웃하는 면들의 법선 벡터에 입사각을 곱하여 평균한 값으로 절대적인 값의 크기는 중요하지 않고, 부호가 중요하기 때문에 계산 시간 단축을 위해 크기가 1인

단위 벡터로 만들지 않는다. 이상의 방법을 정리하여 주어진 삼각형으로부터 공간상의 임의의 점에 대해 최단 거리 및 내부 혹은 외부를 판단하는 순서도를 figure 2.18에 나타내었다.

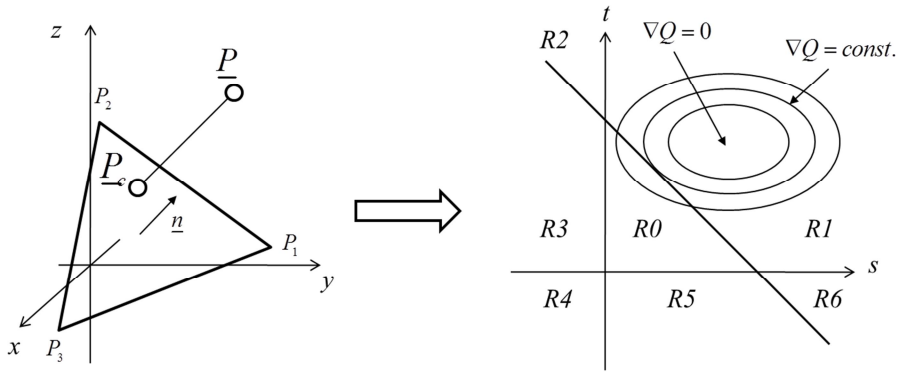


Fig. 2.16 Calculation of closest point and distance from arbitrary triangle surface

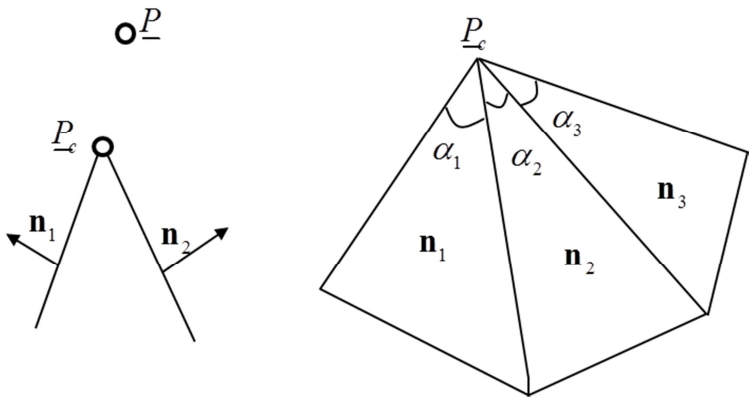


Fig. 2.17 Concept of angle weighted pseudo-normal vector

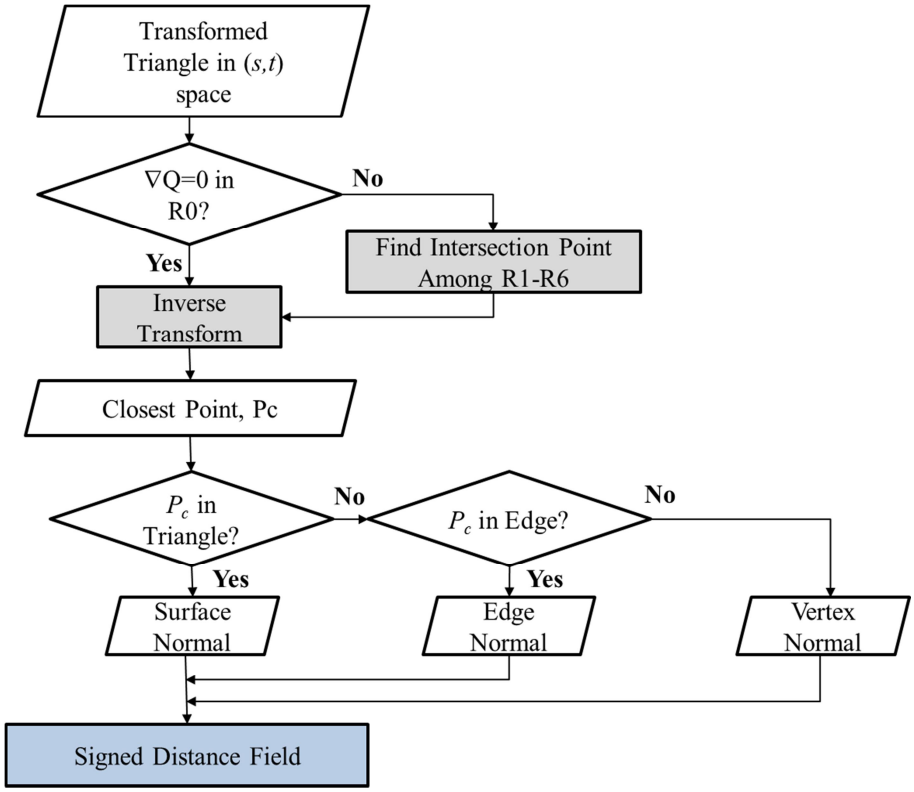


Fig. 2.18 Flow chart of calculating signed distance field

본 연구에서는 엇갈림 격자(staggered grid)를 사용하기 때문에 압력이 정의되는 각 셀의 중심과 속도가 정의되는 각 셀의 벽면 중심에 대해 거리를 계산하고, 각 검사체적 마다 부피 비를 계산한다. 이 때, 각 검사체적 중심에서의 거리 정보만으로 부피 비를 계산하면, 물체에 대한 부피 비가 0 혹은 1에 가까운 경우 정확한 부피 비를 계산 할 수 없다. 더욱 정확한 계산을 위하여 특정 검사체적과 이를 둘러싼 다른 검사체적에서의 부피 비를 이용하여 평균을 취하였다. 예를 들면, *u*-속도에 대한 검사체적에

대해서 다음과 같이 수정할 수 있다.

$$\overline{\phi}^{u}_{3,i,j,k} = \frac{1}{6}\left(\phi_{3,i+1/2} + \phi^{v}_{3,i+1/2} + \phi^{w}_{3,i+1/2}\right) + \frac{1}{2}\phi^{u}_{3,i,j,k} \tag{2.40}$$

여기서 $\overline{\phi}^{u}_{3,i,j,k}$ 수정된 물체의 부피 비를 의미하고, $\phi^{u}_{3,i,j,k}$ 는 $u(i,j,k)$ 검사체적에 대한 물체의 부피 비를 의미한다. u-속도에 대한 검사체적의 경계에서 정의 된 다른 부피 비 함수는 다음과 같이 계산하였다.

$$\phi_{3,i+1/2} = \frac{\phi_{3,i+1,j,k}\Delta x_i + \phi_{3,i,j,k}\Delta x_{i+1}}{2\Delta xc_i} \tag{2.41}$$

$$\phi^{v}_{3,i+1/2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\phi^{v}_{3,i+1,j,k}\Delta x_i + \phi^{v}_{3,i,j,k}\Delta x_{i+1}}{2\Delta xc_i} + \frac{\phi^{v}_{3,i+1,j-1,k}\Delta x_i + \phi^{v}_{3,i,j-1,k}\Delta x_{i+1}}{2\Delta xc_i}\right) \tag{2.42}$$

$$\phi^{w}_{3,i+1/2} = \frac{1}{2}\left(\frac{\phi^{w}_{3,i+1,j,k}\Delta x_i + \phi^{w}_{3,i,j,k}\Delta x_{i+1}}{2\Delta xc_i} + \frac{\phi^{w}_{3,i+1,j,k-1}\Delta x_i + \phi^{w}_{3,i,j,k-1}\Delta x_{i+1}}{2\Delta xc_i}\right) \tag{2.43}$$

여기서 $\phi^{v}_{3,i+1,j,k}$ 와 $\phi^{w}_{3,i+1,j,k}$ 는 각각 $v(i+1,j,k)$와 $w(i+1,j,k)$-검사체적의 중심에서 정의 된 물체의 부피 비를 의미한다. 다른 검사체적에서 정의 된 부피 비 역시 마찬가지 방법으로 수정할 수 있다.

Figure 2.19는 Wigley III 선형에 대한 부피 비 계산 예제로, 정수면(A)과 물체 바닥 부근(B)에서 v-속도에 대한 검사체적에서 계산 된 부피 비(ϕ^{v}_{3})의 등고선을 x-y 단면에서 나타낸 것이다. 실선은 평균을 취한 경우, 점선은 취하지 않은 경우이다. 등고선은

부피 비 값이 0.05와 0.5인 경우를 나타낸다. 상대적으로 얇은 두께를 갖는 선수 바닥 부근에서 차이를 발견할 수 있는데, 큰 차이는 아니지만 물체 경계조건에 직접 사용되는 값으로 국부적인 유동에 차이를 야기한다. 이러한 차이로 인한 영향은 다음 장에서 다루도록 하겠다. 이상에서 설명한 물체의 부피 비를 구하는 방법에 대해 순서도로 도식화하여 figure 2.20에 나타내었다.

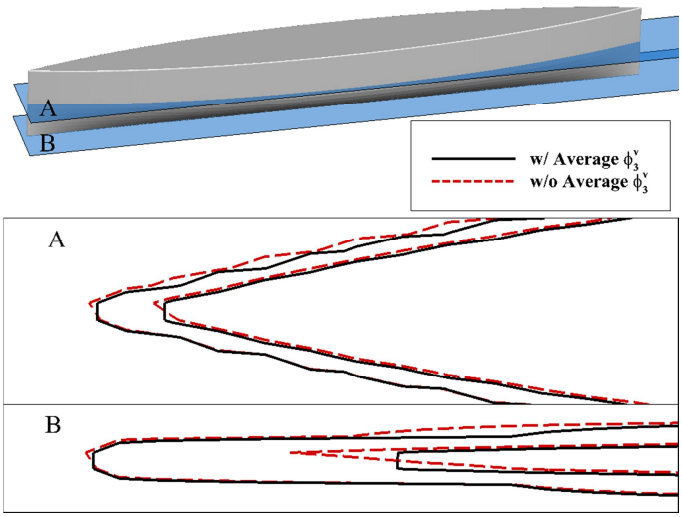


Fig. 2.19 Comparison of contour levels for volume fraction function of Wigley III hull in v-velocity control volume (A: mean water level, B: bottom region, ϕ_3^v = 0.05, 0.5)

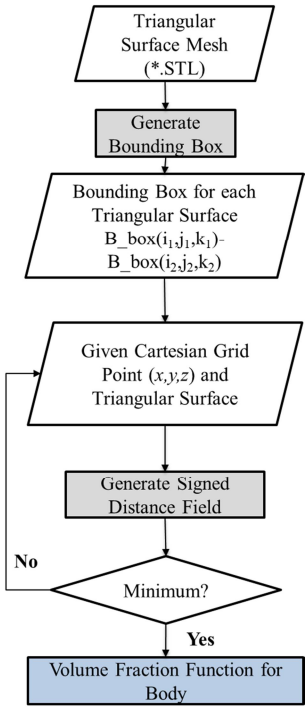


Fig. 2.20 Flow chart of calculating volume-fraction function for the body

Figure 2.21은 앞서 설명한 방법을 S175 컨테이너선에 적용한 결과를 나타내고 있다. 선체뿐만 아니라 상부에 컨테이너 역시 모델링을 하였으며, (a)는 삼각형 표면 격자로 표현된 물체형상을 나타내고 (b)는 앞선 알고리즘을 통해 계산된 물체의 부피 비를 이용하여 얻어진 등고면(iso-surface)을 나타낸다. 이로부터 직교 격자 내부에서 주어진 복잡한 형상의 물체를 거의 정확하게 모사함을 알 수 있다.

정량적인 평가를 위해 길이 방향과 폭 방향에 대해 격자 수를 증가시켜 가며 아래 식으로 정의된 선형 복원력 계수(C_{33}, C_{55})와

배수량(∇)을 계산하였다.

$$C_{33} = \rho g \sum_{i,j,k=ksurf} \phi_3(i,j,k)\Delta x_i \Delta y_j \tag{2.44}$$

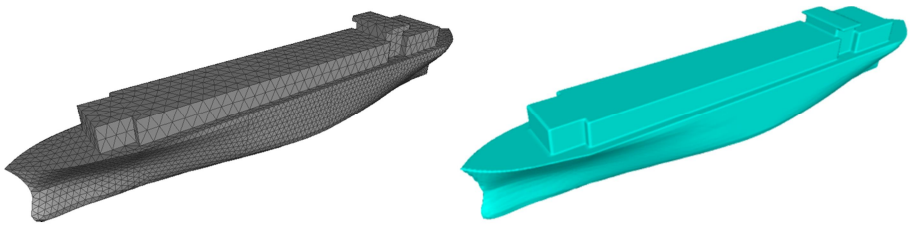
$$C_{55} = \rho g \sum_{i,j,k=ksurf} \phi_3(i,j,k)\Delta x_i \Delta y_j (xc_i)^2 \tag{2.45}$$

$$\nabla = \sum_{i,j,k<=ksurf} \phi_3(i,j,k)\Delta x_i \Delta y_j \Delta z_k . \tag{2.46}$$

계산 된 계수들을 실험에서 주어진 값과 비교하여 figure 2.22에 나타내었다. 길이 방향의 격자에 대해서 격자 수를 증가시킴에 따라 각 선형 복원력 계수와 배수량의 오차가 1% 이하로 감소하는 것을 알 수 있는 반면, 폭 방향 격자에 대해서는 오차의 변화가 미미한 것을 알 수 있다. 이러한 계산을 바탕으로 물체의 표현을 위한 최소 격자는 다음과 같이 설정하였다.

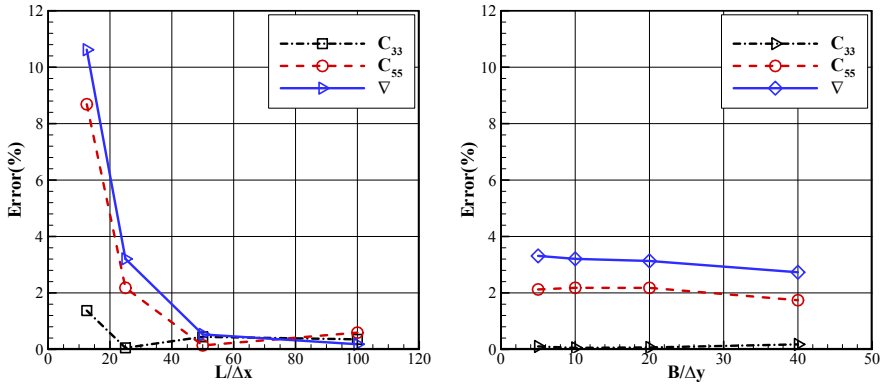
$$L/\Delta x > 50; \qquad B/\Delta y > 20; \qquad d/\Delta z > 40 \tag{2.47}$$

여기서 L, B 및 d는 각각 선박의 길이와 폭, 흘수를 의미한다,



(a) Surface triangle mesh (b) Iso-surface of calculated volume fraction

Fig. 2.21 Example of calculating volume fractions for S175 containership with superstructure



(a) In longitudinal direction (b) In transverse direction

Fig. 2.22 Grid convergence test for linear restoring coefficients (C_{33} and C_{55}) and displacement

2.2.2 물체 경계 조건 및 유체력 계산

앞선 방법을 통해 직교 격자에서 임의의 물체에 대한 부피 비를 계산하였다. 이 부피 비를 이용하여 물체에 대한 경계 조건을 만족하도록 하였다. 각 격자마다 부피 비에 대한 가중치를 이용하여 속도의 수정을 다음과 같이 수행하였다.

$$\hat{\underline{u}} = \underline{u}\left(1-\phi_3^{\underline{u}}\right)+\underline{U}_{body}\phi_3^{\underline{u}} \tag{2.48}$$

여기서 $\underline{U}_{body}$ 는 속도가 정의된 검사체적 중심에서 물체의 속도를 나타내고, 엇갈림 격자(staggered grid)를 사용하는 경우 속도성분마다 검사체적이 다르기 때문에 각각의 경우에 대하여 부피 비 함수 값,

ϕ_3^u 을 적용하였다. 위 식을 통해 수정된 속도 값이 압력-포아송 방정식의 우변 항에 사용된다.

하지만, 이러한 속도 수정은 일종의 점착경계조건(no-slip condition)으로, 물체 근처에서 유체 속도가 물체 속도와 유사해진다. 이는 본 연구에서 사용한 비점성 유체 가정과 부합되지 않는다. 즉, 물리적 현상과 수치 방법의 차이가 발생한 것을 알 수 있고, 결과적인 오차는 물체 근처의 격자 수에 따라 달라진다.

이를 수정하여 물체 근처에서 유체의 비 침투조건(no-penetration condition)을 만족하도록 하기 위하여 다음과 같은 식을 유도하였다.

$$\underline{\hat{u}} = \begin{cases} \underline{u} & if\ \phi_3^u = 0.0 \\ \left[\left(1-\phi_3^u\right)\left(\underline{u}\cdot\underline{n}\right)+\phi_3^u\left(\underline{U}_{body}\cdot\underline{n}\right)\right]\underline{n}+\left[\underline{u}-\left(\underline{u}\cdot\underline{n}\right)\underline{n}\right] & \\ \quad =\left[\left(1-\phi_3^u\right)\underline{\underline{N}}\,\underline{u}+\phi_3^u\underline{\underline{N}}\,\underline{U}_{body}\right]+\left(\underline{\underline{I}}-\underline{\underline{N}}\right)\underline{u} & if\ 0.0<\phi_3^u<0.5 \\ \left(1-\phi_3^u\right)\underline{u}+\phi_3^u\underline{U}_{body} & if\ \phi_3^u \geq 0.5 \end{cases} \tag{2.49}$$

여기서 $\underline{n}$ 은 물체의 법선 벡터를 뜻하고, $\underline{\underline{I}}$ 와 $\underline{\underline{N}}$ 은 각각 단위 텐서와 normal dyad를 뜻한다.

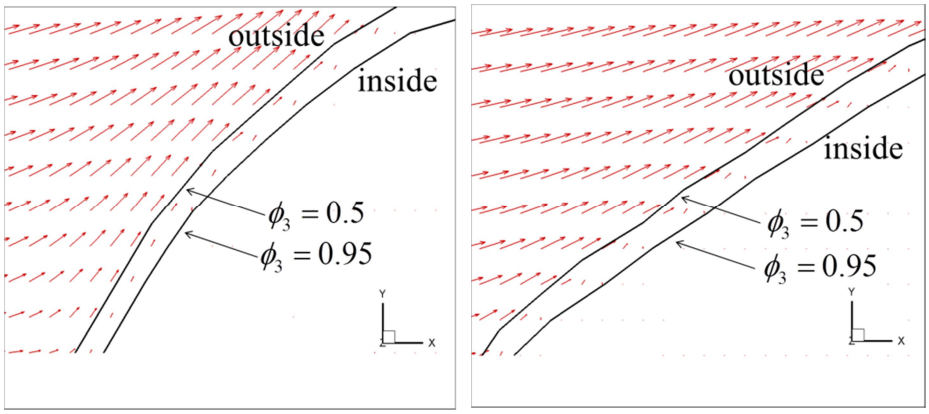
Figure 2.23은 전진하는 선박의 선수 근방에서 속도 벡터 분포를 나타낸다. 대상 선형은 KVLCC2이고 전진 속도는 Fn=0.142인 경우이다. 왼쪽 그림은 정수면(z/d=0)에서의 속도 분포이고 오른쪽 그림은 정수면 아래쪽으로 흘수의 절반(z/d=-0.5)인 단면에서 구한 결과이다. 물체의 경계면으로 정의 할 수 있는 $\phi_3 = 0.5$

바깥쪽으로는 유체가 거의 균일한 속도로 움직이는 것을 알 수 있다. 반면, 물체 안쪽으로 갈수록 속도가 물체의 속도인 0에 근접하는 것을 알 수 있다.

본 연구에서는 비점성을 가정하고 Euler 방정식을 수치적으로 해석하였다. 따라서, 초기 비회전성(irrotataional) 유동인 경우 모든 시간 단계에서 비회전성을 유지해야 한다. 하지만, 대류항에 대한 이산화 과정에서 수치적인 감쇠가 발생하고, 물체 경계조건에서 일부 점착경계조건이 적용되기 때문에 비회전성을 유지하지 못한다. 이러한 점은 figure 2.24에서 확인 할 수 있는데, 전진하는 선박에 대해 다음과 같이 정의되는 Q-criterion 등고면을 나타낸 것이다.

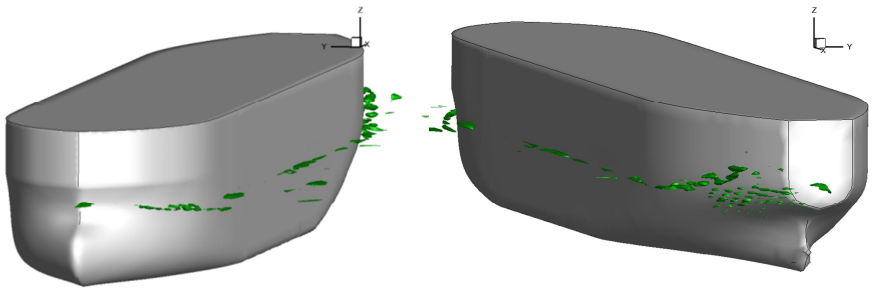
$$Q = \frac{1}{2}\left(|\Omega|^2 - |S|^2\right) = |\omega|^2 - \frac{1}{2}|S|^2 \tag{2.50}$$

여기서 S와 Ω는 각각 rate-of-strain tensor와 vorticity tensor를 의미한다. 선미 주변에서 자유표면 근방에서 와도가 존재하는 것을 알 수 있으며, 이러한 점은 본 연구에서 개발한 프로그램의 한계점으로 파악된다. 하지만, 동일한 선형에 대해 통상의 점성유동 계산에서 얻어지는 Q-criterion 값이 $O(100)$이지만 본 연구에서 계측된 값은 $O(1)$이기 때문에 수치적 확산으로 발생하는 와도의 정도가 크지 않은 것으로 판단된다.



(a) z/d = 0 (b) z/d = -0.5

Fig. 2.23 Distribution of velocity vector around advancing ship bow, KVLCC2, Fn=0.142



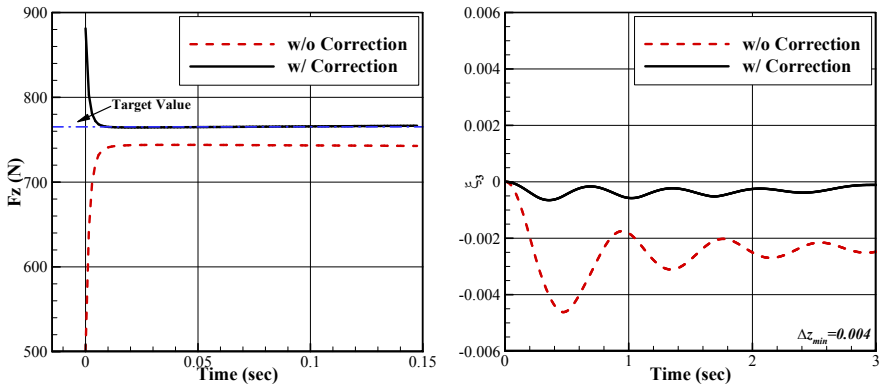
(a) Bow view (b) Stern view

Fig. 2.24 Iso-surface of (Q-criterion) = 2 around the advancing KVLCC2, Fn=0.142

압력-포아송 방정식을 풀기 이전에 물체의 속도 성분 중, 중력 방향 속도에 대하여 다음과 같이 수정을 하였다.

$$\hat{w}_{body} = w_{body} - g\Delta t \tag{2.51}$$

이는 결과적으로 정수압 계산에 대한 정확도를 높이는데, figure 2.25는 선박을 정수 중에 가만히 놓은 경우 정수압이 정확하게 계산되는지 비교한 것이다. 이 때, 수직 방향 속도가 선박의 배수량과 일치되어야 하며, 선박의 침하 값이 0이 되어야 한다. 위의 방법으로 물체 내부의 속도를 수정한 경우, 수직 방향 속도가 선박의 배수량과 거의 일치하는 것을 알 수 있고 침하 값 역시 수정 전에 비해 감소하는 것을 확인 할 수 있다. 다만, 침하 량의 차이는 격자 1개의 수직방향 길이 보다 작은 정도이다.



(a) Vertical force (b) Heave motion

Fig. 2.25 Comparisons of hydrostatic tests for applying gravity correction

선체에 작용하는 힘과 모멘트는 다음 식과 같이 면 적분을 이용하여 계산되며, 본 연구에서는 압력에 의한 성분만 고려하였다.

$$\underline{F} = -\iint_{S_B} p\underline{n}dS = -\sum_{l=1}^{N_f} p_l \underline{n}_l \Delta S_l \tag{2.52}$$

$$\underline{M} = -\iint_{S_B} \left(\underline{x} - \underline{x}_{cg}\right) \times \left(p\underline{n}\right) dS = -\sum_{l=1}^{N_f} \left(\underline{x}_l^c - \underline{x}_{cg}\right) \times \underline{n}_l p_l \Delta S_l \tag{2.53}$$

여기서 N_f는 물체를 나타내는 전체 삼각형 개수를 의미하고, p, ΔS, $\underline{n}$ 은 각각 직교 격자로부터 구해진 삼각형 표면에서의 압력과 삼각형의 면적 및 법선 벡터를 의미한다. 아래첨자 l은 각 삼각형 인덱스를 의미하고 $\underline{x}^c$ 와 $\underline{x}_{cg}$ 는 각각 삼각형 중심 및 물체의 무게중심 좌표를 뜻한다.

이 때, 가상 경계법을 이용하여 물체를 나타내었기 때문에 물체가 정의된 표면에서 압력을 구해야 한다. 이를 위해 물체를 정의한 각 삼각형 요소에 대해 근접한 직교격자의 인덱스를 찾고 삼각형의 각 꼭지점과 중심에서 압력을 근접한 셀과 같다고 가정하였다. 각 삼각형에 대하여 꼭지점과 중심에서의 압력에 대해 평균을 취하여 각 삼각형의 대표 압력으로 정하고 STL 파일에 정의된 삼각형의 법선 벡터와 기하학적 조건으로 구한 면적을 이용하여 각 삼각형 요소에 작용하는 힘을 구하게 된다. 최종적으로 모든 삼각형 요소에 대해 구한 힘을 합치면 선체에 작용하는 힘을 구할 수 있다.

2.3 프로그램 순서도

지금까지 설명한 수치기법을 정리하여 개발한 프로그램의 순서도를 figure 2.26에 나타내었다. 계산 조건과 격자 정보, 선체를 표현한 삼각형 표면격자 파일을 입력 받은 후, 환경 변수들에 대한 초기화를 진행한다. 메인 프로그램의 구조는 크게 유체영역에 대한 해석과 물체에 대한 처리 부분으로 나눌 수 있고, 유체 영역은 다시 대류 항에 대한 처리, 외력 항에 대한 처리 및 압력-포아송 방정식에 대한 풀이 순으로 진행된다. 압력-포아송 방정식에 대한 풀이 이후에는 구해진 압력을 이용하여 최종적인 유체 속도를 구한다. 그리고 이 속도를 이용하여 물에 대한 부피 비 함수의 이송방정식을 풀게 된다. 즉, 자유표면의 형상을 결정한 후에 물체 표면에서 압력을 적분하여 물체의 운동 방정식을 풀게 된다. 이를 통해 물체의 다음 시간에서 위치를 구하면, 앞서 설명한 방법을 이용하여 물체에 대한 부피 비 함수를 계산하고 다음 시간 단계로 넘어간다. 후 처리를 위한 결과 출력은 매시간 마다 하지 않고, 일정 시간 간격으로 진행 되어 계산 후에 얻어지는 결과 파일의 용량을 적정 수준으로 유지하였다.

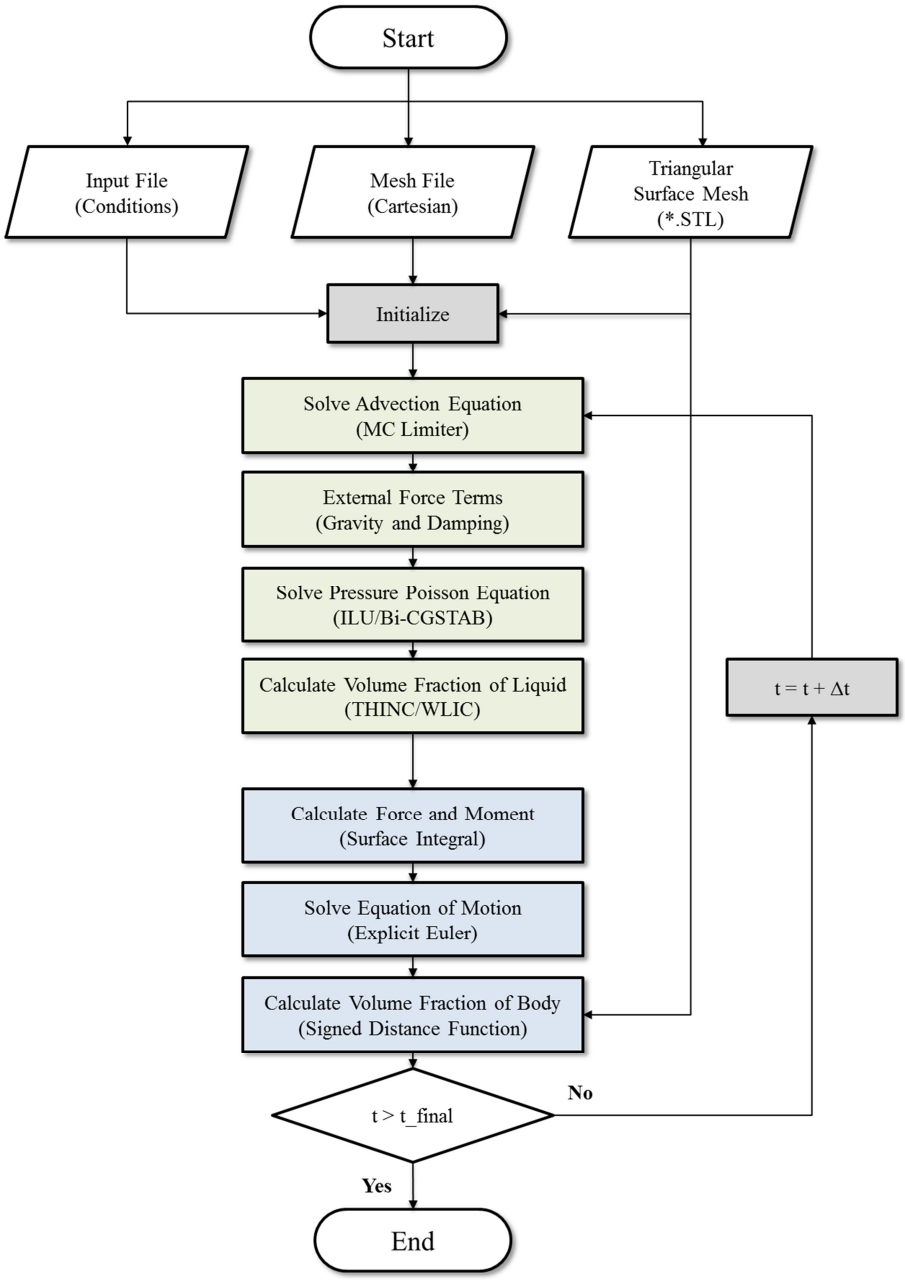


Fig. 2.26 Flow chart of present program

3. 수치 해석 프로그램의 검증

3.1 격렬한 자유 표면 유동 문제

3.1.1 물체가 존재하는 댐 붕괴 문제

개발된 프로그램의 검증을 위하여 먼저 격렬한 자유 표면 유동 문제에 대해 해석을 수행하였다. 검증 단계에서 대표적으로 사용되는 문제인 댐 붕괴 및 최근 화두가 되고 있는 슬로싱 문제를 계산하고 그 결과를 실험 결과와 비교하였다.

댐 붕괴 문제는 초기 갇혀있던 물기둥이 중력에 의해 붕괴되면서 오른쪽 벽면을 향해 흘러가 바닥에 있는 구조물과 충돌 후 복잡한 거동을 보이는 문제이다. 본 연구에서 사용된 모델은 figure 3.1과 같고, 이 문제는 선박의 갑판 침수에 의한 유체 충격 해석의 기초연구로 활용되고 있다. 또한, 복잡한 자유표면의 변화와 충돌 및 파의 진행 등 여러 물리 현상을 포함하고 있는 문제이기 때문에 새로운 수치기법 혹은 프로그램을 개발하였을 때 검증을 위한 용도로 널리 통용되고 있다.

이 모델에 대한 실험은 Maritime Research Institute Netherlands (MARIN)에서 수행되었다 (Kleefsman et al., 2005). 탱크 크기는 3.22×1.0×1.0 m이며, 초기 물의 높이, h_0는 0.55m 이다. 물의 높이를 측정하기 위해 오른쪽 벽면으로부터 1.0 m (H2)와 2.66 m (H4) 떨어진 지점에 센서가 설치되었다. 바닥에 설치된 장애물은 직육면체의

박스로 길이는 0.16 m, 폭은 0.4 m이며, 높이는 0.16 m이다. 이 박스의 오른쪽 변이 탱크의 오른쪽 벽면으로부터 0.67 m 떨어진 지점에 놓여있으며, 박스에 설치된 압력 센서 중 P1센서와 P5 센서에 대해 계산 결과와 실험 결과를 비교하였다. P1센서는 바닥으로부터 0.025 m 높이에 박스의 왼쪽 벽면에 설치 되었고, P5센서는 탱크의 오른쪽 벽면에서 0.806 m 떨어지고 박스의 상부에 설치 되어있다. 본 연구에서는 $\Delta x = 0.0215, \Delta y = \Delta z = 0.02$ 의 격자가 사용되었으며, 초기 시간 간격은 $\Delta t_0 = \min\left(5\times10^{-4}, 0.1\Delta x / \sqrt{2gh_0}\right)$ 이다. 이 때, CFL값은 0.25를 사용하여 유체의 속도에 따라 시간 간격이 달라지게 하였다.

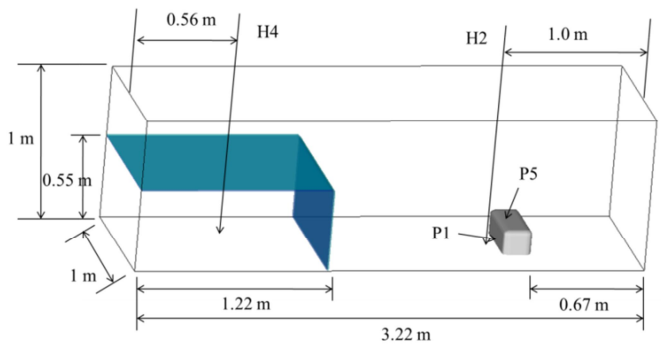


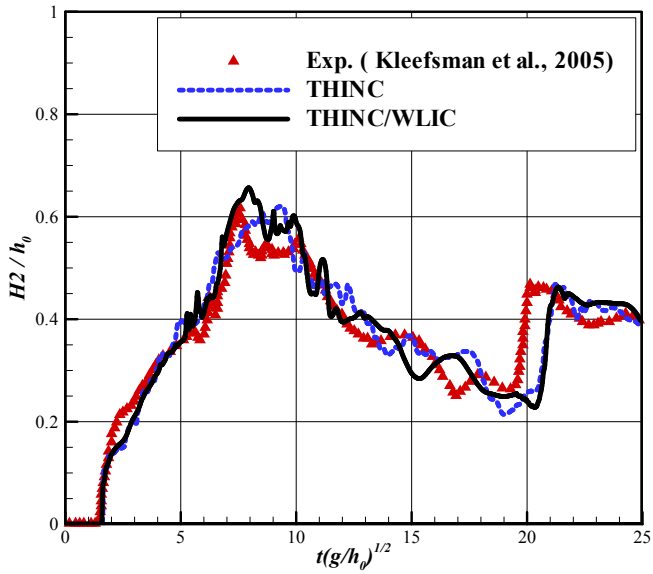
Fig. 3.1 Schematic view of dam-breaking problem with an obstacle

H2와 H4 지점에서 계측된 물의 높이를 시간에 따라 figure 3.2에 나타내었다. 삼각형 기호는 실험 결과를 나타내고, 점선은 THINC기법만 사용한 경우이며 실선은 WLIC기법도 같이 사용한 결과이다. 초기 댐이 붕괴되면서 바닥에 놓인 장애물에 부딪히기

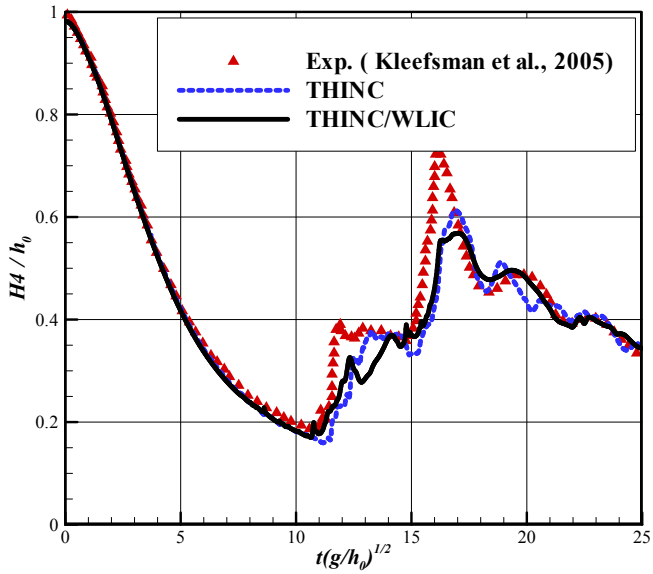
전까지 실험과 두 수치 기법의 결과가 매우 유사하지만 이후에는 유동이 매우 복잡하게 변하면서 계산 결과가 실험과 다소 차이를 보인다.

P1 과 P5 지점에서 계측된 압력 신호는 figure 3.3에 나타내었다. 두 수치해석 기법의 차이는 무시할 수준이며, $t\sqrt{g/h_0}=20$ 근방에서 차이가 발생하기 이전에는 실험과 매우 유사한 압력 신호를 보여주고 있다. 차이가 발생하는 시점은 초기 물이 박스와 충돌 후 오른쪽 벽면 및 왼쪽 벽면을 치고 다시 돌아와 박스 위치까지 돌아오는 순간이다. 다만, 충격 압력이 발생하는 시점은 차이가 나지만 그 크기나 형상은 차이가 크지 않다. 이러한 결과의 차이는 바닥의 거칠기와 난류유동에 대한 모델링의 차이로 인해 파의 진행속도의 차이로 발생된 결과라 해석된다.

Figure 3.4는 개발된 프로그램을 이용하여 얻은 자유표면의 거동을 보여주고 있다. 바닥에 놓인 방해물에 부딪힌 후 매우 복잡한 유동장이 형성되는 것을 알 수 있으며 왼쪽 벽면에 파가 도달한 후 다시 오른쪽으로 파가 진행되어 가는 것을 확인 할 수 있다. 앞선 단순한 대류문제에 대한 테스트에서 발견된 바와 같이 THINC 기법만 사용하는 경우, 자유표면 형상이 다소 거친 것을 알 수 있다. 반면, WLIC 기법을 같이 적용하면 부드러운 자유표면 형상을 얻을 수 있다. 하지만, 앞서 물의 높이나 압력 신호에서 살펴 본 바와 같이 비록 자유표면 형상은 다소 거칠게 표현되지만, 다른 물리양은 THINC 기법과 THINC/WLIC 기법 모두 유사하게 계산되었다.

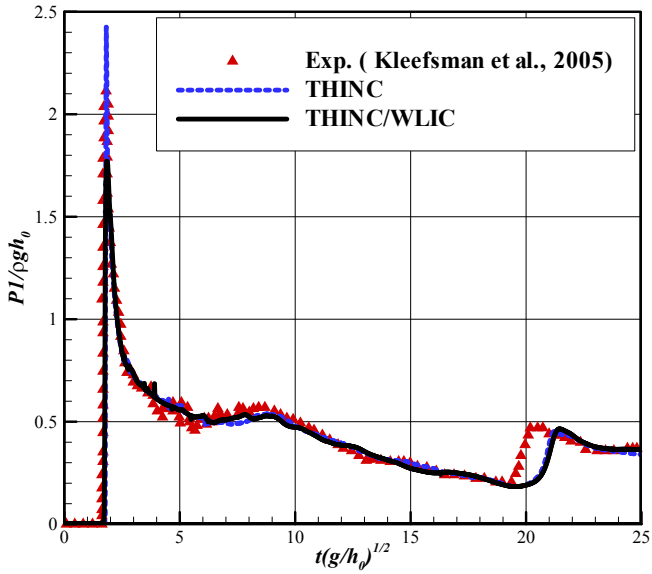


(a) H2

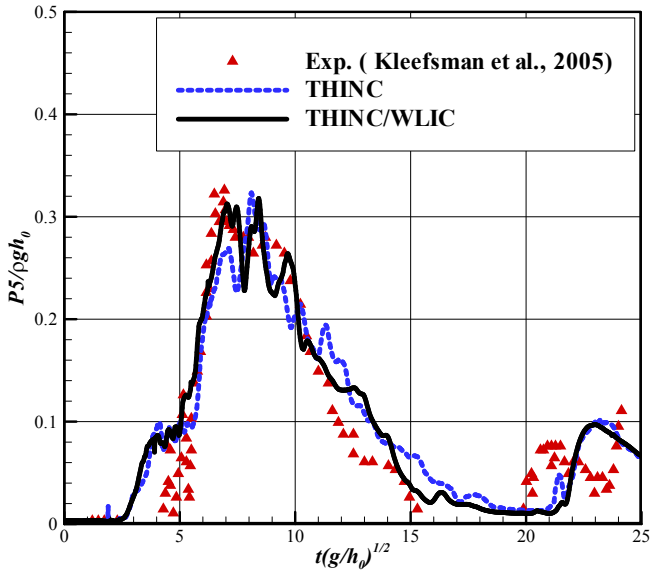


(b) H4

Fig. 3.2 Comparisons of total height of water



(a) P1



(b) P5

Fig. 3.3 Comparisons of local pressure measured at the obstacle

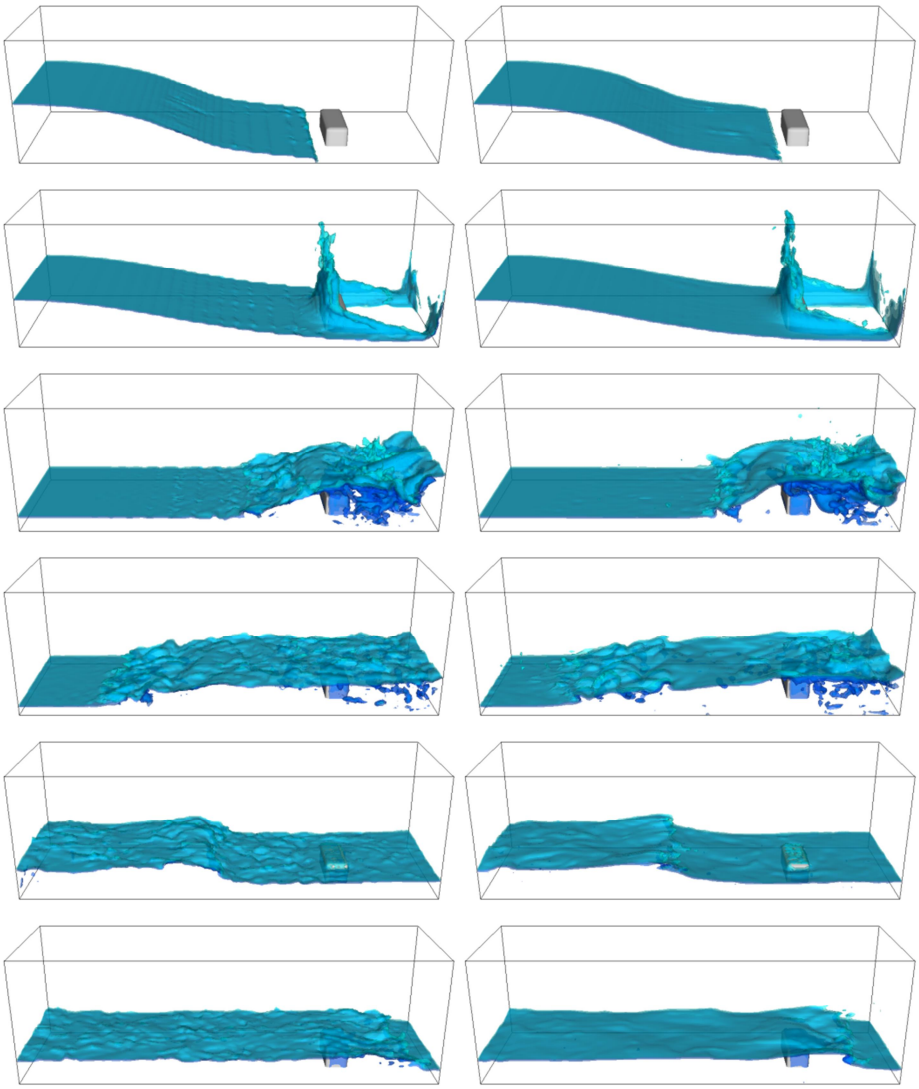


Fig. 3.4 Comparisons of free-surface profile for THINC (left) and THINC/WLIC (right)

3.1.2 슬로싱 문제

탱크내의 액체 화물이 외부 기진력에 의하여 격렬하게 움직이는 경우를 슬로싱이라 하며 최근 LNG선이나 LNG-FPSO 같은 선박 및 해양구조물에서 문제가 되어 활발한 연구가 진행 중에 있다. 물리적으로 댐 붕괴와는 다르게 충격현상이 특정 주기에 발생하는 공진 문제로, 정밀한 수치기법을 사용하지 않으면 정확하게 해석하기 힘든 비선형 문제 중 하나이다.

본 연구에서는 3차원의 탱크에 대해 실험과 비교를 수행하였다. LNG선의 폭 방향 단면에 대한 모형 탱크로 단면의 형태가 직사각형이 아닌 chamfer가 존재하는 형태로 탱크의 형상과 압력 계측 지점을 figure 3.5에 나타내었다. Table 3.1은 탱크의 제원과 실험 조건이다 (Kim et al., 2009).

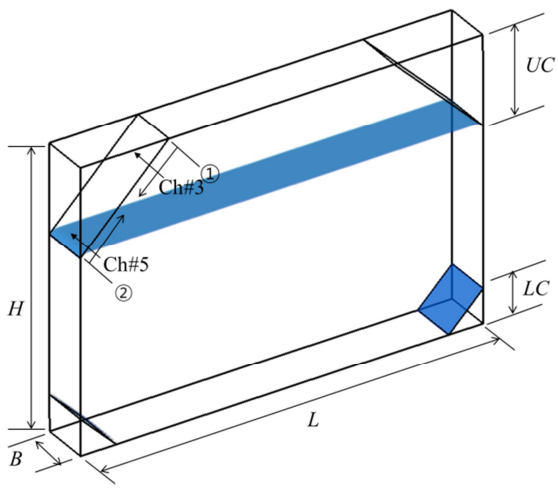


Fig. 3.5 Model tank configuration (left) and pressure sensor locations (right)

Table 3.1 Tank dimensions and test conditions

Length (L)	1.5160 m
Breadth (B)	0.1400 m
Height (H)	1.0703 m
Upper Chamfer Height (UC)	0.3455 m
Lower Chamfer Height (LC)	0.1511 m
Filling Height	0.749m (70%H)
Tank Motion Frequency	0.6861 Hz
Tank Motion Amplitude	0.15160 m (10%L)
Tank Motion	$A\sin\omega t$
Channel#3	0.090 m from ① in Fig. 3.5
Channel#5	0.028 m from ② in Fig. 3.5

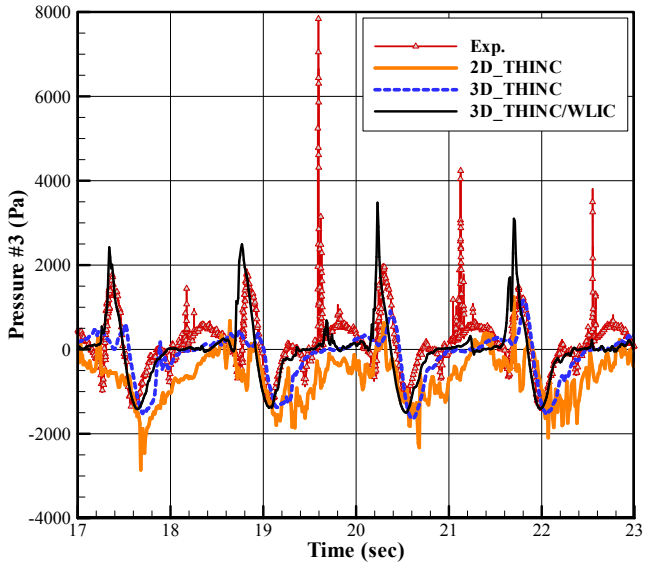
본 연구에서는 $\Delta x = \Delta z = 0.017, \Delta y = 0.02$ 의 격자가 사용되었으며, 초기 시간 간격은 $\Delta t_0 = T / 2000$ 이다. 여기서 T는 가진 주파수에 대응되는 주기를 의미한다. 이 때, CFL값은 0.2를 사용하여 유체의 속도에 따라 시간 간격이 달라지게 하였다.

탱크의 위쪽 모서리 부근인 #3, #5에서 계측된 압력을 실험과 비교하여 figure 3.6에 나타내었다. 2차원 수치 계산 결과 보다는 3차원으로 계산을 수행하는 경우 실험과 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 이는 2차원인 경우 탱크 상부에서 충격이 발생하는 시점에 갇혀 있는 공기가 빠져나갈 수 없고, 비압축성을 가정했기 때문에

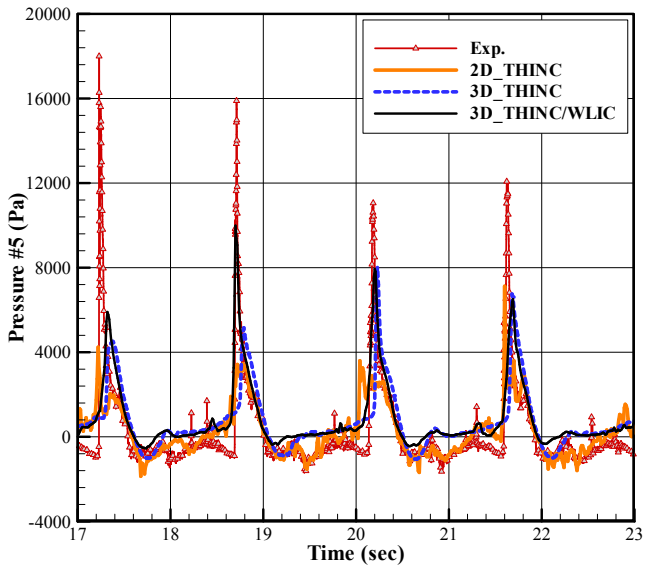
실험과 상이한 유동 특성이 발생한 것으로 판단된다. 또한, WLIC 기법을 적용한 경우 압력의 최대값이나 형태가 실험에 근접하였다. 이는 정확한 자유표면 처리가 슬로싱과 같은 복잡한 유동에서 발생하는 압력 신호에도 영향이 있음을 의미한다. 하지만, 슬로싱 충격 압력의 경우 격자 크기, 시간 간격 및 압력 계측 범위와 실제 압력 센서와의 넓이 차이 등으로 인해 불확실성이 크기 때문에 직접적인 압력 신호의 비교에는 주의가 요구된다.

여기서 #3 센서에서 계측된 실험 결과를 보면, 규칙적인 압력신호 사이에 매우 날카로운 압력 신호가 계측된 것을 알 수 있다. 이러한 압력 신호는 압력 센서가 설치된 반대편에서 발생한 제트 유동에 의해 일부 물방울이 압력 센서에 충돌하면서 발생하는 것이다. 하지만, 압력 값은 크지만 지속 시간이 짧아 구조물에 미치는 영향이 작으며, 따라서 구조 설계 관점에서는 무시할 수 있는 값이다.

Figure 3.7은 주기의 4분의 1 간격으로 자유표면의 형상을 나타낸 것으로 실험결과에서도 볼 수 있듯이 많은 양의 유체가 벽면에 부딪힌 후 흩어지는 것을 알 수 있다. 이러한 세부적인 현상은 실험과 다소 다르지만 전체적인 거동은 유사하다. 또한, THINC 기법의 경우 WLIC 기법에 비해 더 많은 물방울들이 생성된 것을 알 수 있다. 이는 기존의 THINC 기법이 WLIC 기법을 적용했을 때보다 자유표면의 수치적 확산이 큰 것을 뜻한다.



(a) Channel #3



(b) Channel #5

Fig. 3.6 Comparisons of local pressure time history for the case of 70% filling

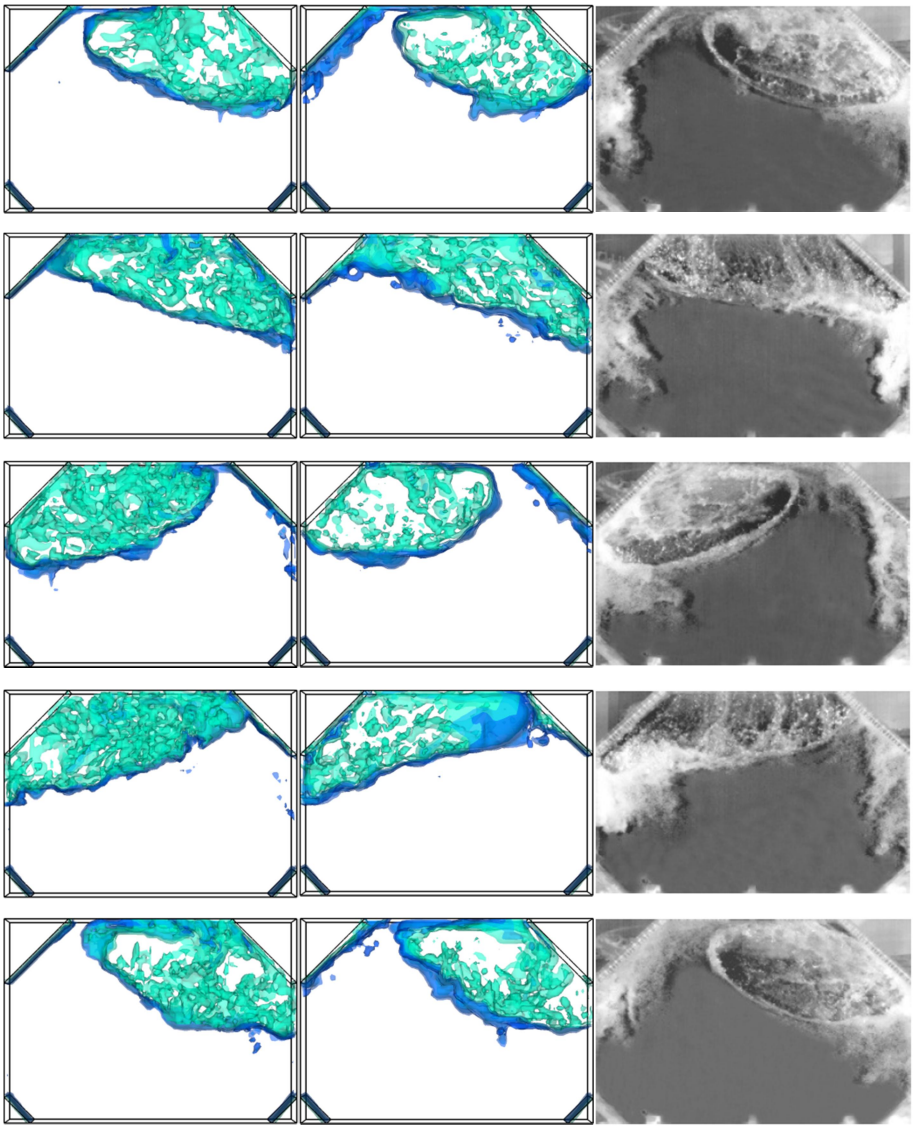


Fig. 3.7 Free-surface snapshots during one period with *T*/4 interval: THINC (lef), THINC/WLIC (center), and experiment (right), iso-surface:0.1, 0.5, 0.9

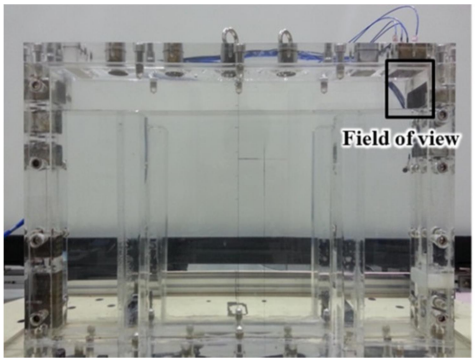
3.1.3 슬로싱 국부 유동 문제

실제 슬로싱 현상의 경우 앞선 계산에서 살펴본 바와 같이 자유표면의 격렬한 움직임으로 인한 쇄파현상, 공기거품의 생성, 공기주머니의 압축성 효과 등 매우 복잡한 거동 특성을 보이며, 충격압력 또한 불규칙적인 양상을 띤다. 이 절에서는 이러한 불규칙성을 최대한 제거하여 탱크 상부에서 발생하는 단순한 국부 유동문제에 대해 계산을 수행하고 이를 실험 결과와 비교하였다. 본 연구에서 대상이 되는 탱크는 630.7×446.7×78.7 (L×H×B, mm) 크기를 갖는 사각 탱크로, 맴브레인형 LNG선 화물창의 길이방향 단면에 대하여 1:60으로 축소한 모형이다. 실험에 사용된 탱크는 figure 3.8과 같이 내부 부재 및 펌프타워 등은 고려되지 않은 매끈한 내벽을 갖고 있으며, 유탄성으로 인한 벽면의 심한 진동을 방지하기 위하여 35mm 두께의 아크릴로 제작되었다. 압력 센서는 우측 상단 부근에 부착하였으며, 11.1mm 간격으로 4개의 센서를 사용하였다(우측 벽면으로부터 P1, P2, P3, P4).

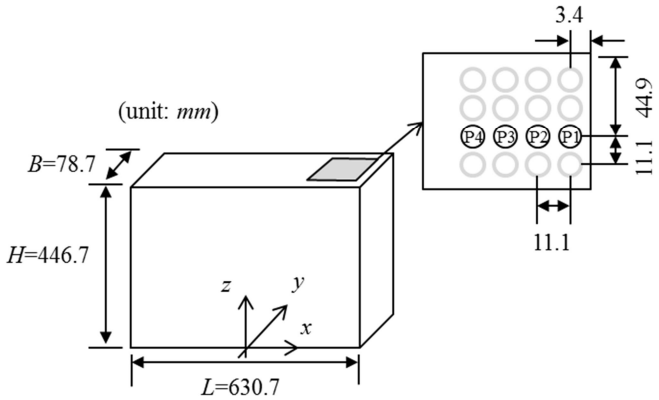
탱크 상부에서 단순한 충격 유동이 발생하도록 다음과 같은 회전 운동으로 탱크를 가진 하였다 (Loysel et al., 2013).

$$\theta(t)=\begin{cases}\theta_A \tanh\left(\dfrac{\pi t^2}{T}\right)\sin\left(\dfrac{2\pi t}{T}\right) & if\ t\le T \\ \theta_A \tanh\left(\dfrac{\pi(2T-t)^2}{T}\right)\sin\left(\dfrac{2\pi t}{T}\right) & if\ T<t\le 2T\end{cases} \tag{3.1}$$

여기서 θ_A와 T는 각각 회전진폭과 주기를 의미한다.



(a) Fabricated model and field of view



(b) Tank dimension and schematic view of pressure sensors

Fig. 3.8 Experimental model for local sloshing impact

이 때, 탱크 높이의 85%를 물로 채웠으며, 가진 주파수와 공진 주파수의 비는 0.93으로 이러한 조건은 탱크 상부 코너 부근에서 큰 충격을 한번 발생시킨다. 또한, 자유표면이 탱크 상부와 충돌하기 이전에 쇄파가 발생하지 않기 때문에 공기 거품이 발생하지 않는다.

그리고 자유표면이 탱크 벽면과 일정한 각도를 이루며 공기주머니의 형성 없이 쐐기 형상 구조물의 입수 충격문제와 유사한 유동 특성을 보인다(Loysel et al., 2013). 이상의 실험 조건은 Table 3.2에 정리하였다.

Table 3.2 Summary of test conditions for local impact test

Filling Height (h)	$0.85H$
Excitation Frequency (f)	1.0114 Hz
Excitation Amplitude	$\theta_A = 4.5°$
Excitation Motion	Eq. 3.1
Motion Center	x=z=0

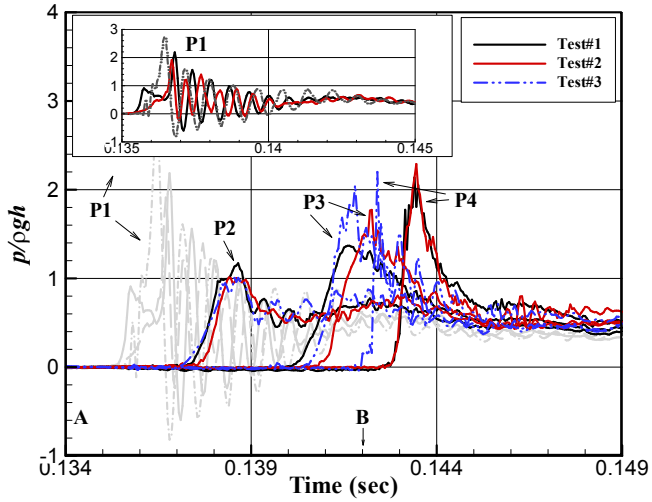
Figure 3.9 (a)는 실험에서 계측된 압력 신호를 나타낸다. P1 센서에서 계측된 압력의 경우 큰 진동이 나타나며 최대값이 다른 센서에 비해 크게 나타난다. 이러한 진동 특성은 공기주머니의 형성에서 비롯되는 압축성 효과로 인해 발생하는 것으로 알려져 있다 (Faltinsen & Timokha, 2009). P2 센서에서는 P1 센서에 비해 작은 압력이 계측 되었으며, P3, P4 센서로 갈수록 압력의 최대값이 증가하는 특성을 보인다. 최대값이 나타난 이후에 지속적인 유동의 접근으로 압력은 감소하다가 일정한 값으로 수렴한다.

CFL 값을 0.2로 고정하고 격자 수를 변화시킨 경우에 계산된 압력을 figure 3.9 (b)에 나타내었는데, 격자 조건에 따라 초기 상승시간이나 압력의 최대값 등에서 차이를 보인다. 즉, 격자 수를

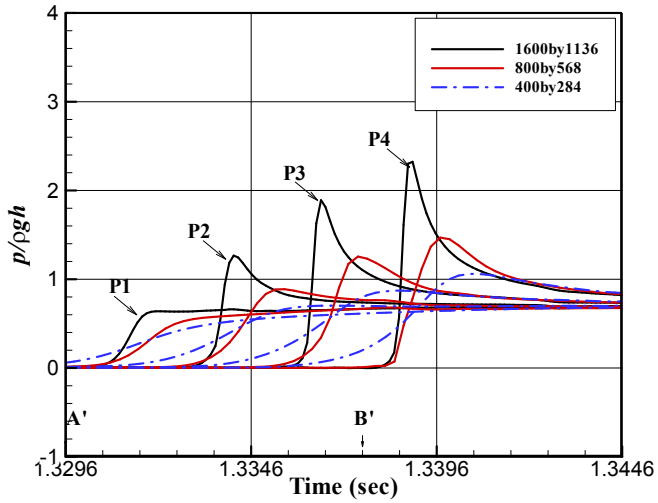
증가시킴에 따라 초기 상승시간이 짧아지고 압력의 최대값이 증가하는 것을 알 수 있으며, 최대값 이후에 일정한 값을 유지하는 영역에서는 격자에 대한 민감도가 낮게 나타났다.

더욱 상세한 유동 비교를 위해 800×568 격자와 1600×1136격자에 대해 충격이 발생하는 부근에서의 속도 벡터 및 압력 분포를 비교하여 figure 3.10에 나타내었다. 본 연구에서 대상이 되는 충격현상이 매우 국부적으로 나타나는 것을 알 수 있으며, 800×568 격자의 경우 압력 센서의 간격에 비추어 볼 때 상대적으로 적은 수의 격자가 사용되는 것을 알 수 있다. 비압축성 유동에 대한 수치해석에서 속도가 연속방정식을 만족하도록 하는 구속조건이 압력임을 생각해 볼 때, 이러한 불충분한 격자의 사용이 국부적인 압력 추정의 정확도를 떨어트리는 것으로 판단된다. 그리고 실험의 경우 압력 센서의 직경이 5.54mm 이지만, 본 수치해석의 격자 간격은 1.58mm에서 가장 조밀한 격자 구성의 경우 0.39mm로 압력 센서의 직경에 비해 매우 작은 것을 알 수 있다. 이러한 계측 범위의 차이 역시 실험과 수치 계산을 통한 압력 값의 차이에 한 원인으로 생각할 수 있다.

이러한 결과로부터, 본 연구에서 적용한 수치계산 기법이 슬로싱으로 인해 발생하는 탱크 상부에서의 충격압력 예측에 한계가 있음을 알 수 있다. 특히, 격자에 따른 최대 충격압력의 차이는 슬로싱으로 인한 설계하중에 큰 차이를 발생시키기 때문에 수치계산을 통한 설계하중 결정에는 주의가 필요하다.

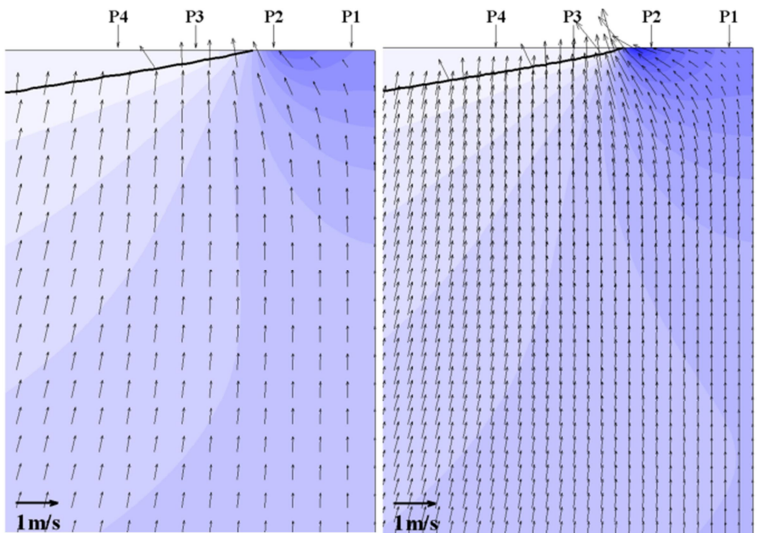


(a) Repeatability test in experiment

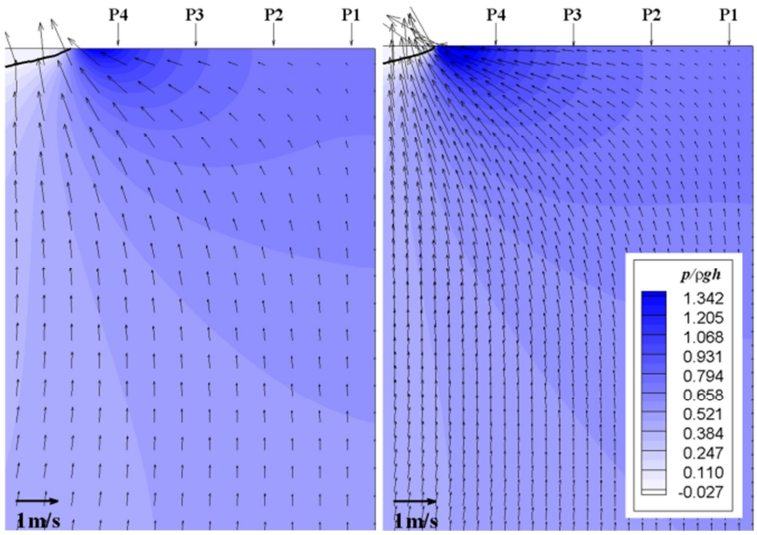


(b) Grid dependency test in CFD

Fig. 3.9 Comparison of pressure time history



(a) t=1.3346 sec

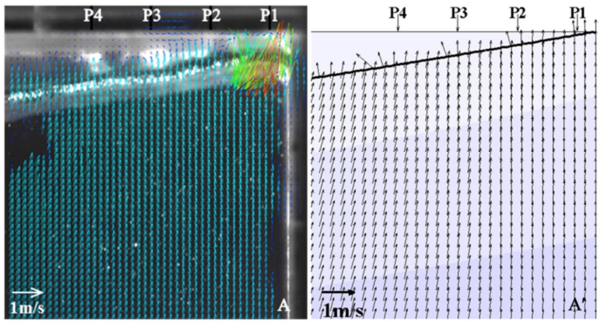


(b) t=1.3403 sec

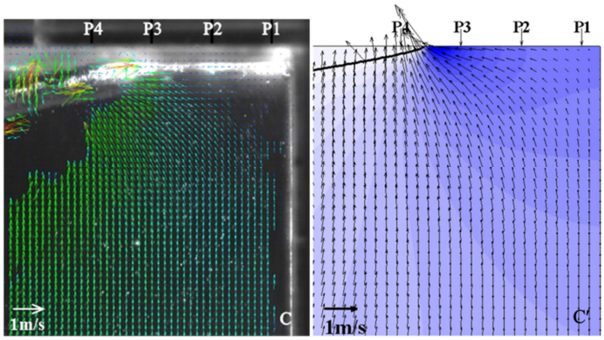
Fig. 3.10 Comparison of velocity and pressure fields between 800 by 568 (left) and 1600 by 1136 (right)

실험과 계산을 통해 얻어진 자유표면의 형상과 속도 벡터를 비교하여 figure 3.11에 나타내었다. 수치계산 결과를 살펴보면 자유표면이 일정한 기울기를 갖고 탱크 천장으로 다가가는 것을 알 수 있다. 이로 인해 P1 지점에서 차례대로 충격이 발생하며, 제트 유동이 형성됨에 따라 속도가 증가하는 것을 알 수 있다. 이에 반해 실험에서 관측 된 유동 특성을 보면, 탱크 벽면 근처에서 자유표면의 형태가 계산과 달리 탱크 상부에 평행하게 올라가는 것을 알 수 있다. P1근처를 제외하면 자유표면의 기울기는 계산 결과와 유사하며, PIV를 통해 얻은 속도 벡터 또한 계산과 유사한 경향을 보인다. 하지만, P1 지점 근처에서 공기주머니가 형성되고, 충격 이후에 생성된 공기거품으로 인해 레이저 빛이 산란되어 탱크 천장 근처에서 PIV 해석 정확도가 떨어진다.

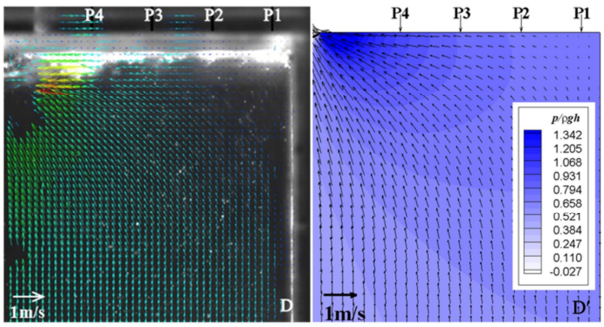
이러한 자유표면 형상의 차이는 계산의 경우 2차원으로 해석을 수행하였지만, 실험에서는 완전한 2차원이 아닌 3차원 유동이 발생하는 점, 초기 운동 플랫폼의 진동으로 인한 자유표면의 변화, 표면장력 등에 의해 기인한 것으로 생각된다. 그리고 이러한 현상학적 차이는 실험에서 사용된 모형의 크기에 따라서도 달라질 것으로 판단되므로, 공기-물의 밀도 비뿐만 아니라 이와 관련된 축척효과도 중요한 인자일 수 있다.



(a) A: t=0.662sec and A′: t=1.3296sec



(b) C: t=0.670sec and C′: t=1.3376sec



(c) D: t=0.674sec and D′: t=1.3416sec

Fig. 3.11 Sequential snapshots of free-surface shape and velocity vector: PIV (left) and CFD (right), $0.416 \leq x/L \leq 0.5$, $0.88 \leq z/H \leq 1.0$

정량적인 속도 비교를 위해 고정된 x 위치(P2와 P4)에서 실험과 계산에서 얻어진 z 방향 속도의 분포를 figures 3.12와 3.13에 나타내었다. 탱크 천장 근처에서 공기 거품으로 인해 PIV 해석결과가 부정확한 것을 제외하면 실험과 수치해석 결과가 잘 일치하는 것을 알 수 있다. 본 연구를 통해 탱크 천장 근처에서의 속도 크기는 탱크 옆 벽면에서 멀어질수록 일정 부분까지 증가함이 관찰되었고, 최대 압력이 나타나기 직전에 최대 속력이 발생하며 이후에는 속력이 감소하는 것을 확인 할 수 있었다.

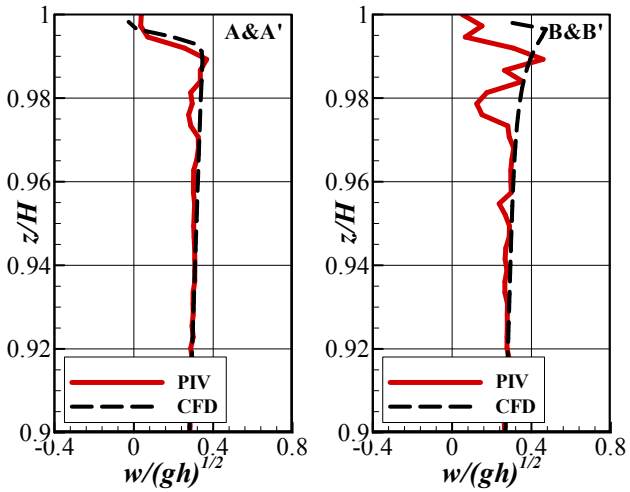


Fig. 3.12 Comparisons of vertical velocity distribution along z-direction at 'P2' sensor location, x/L=0.4885

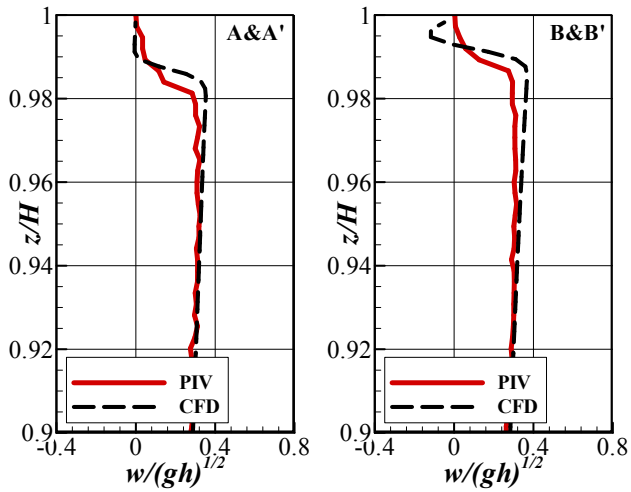
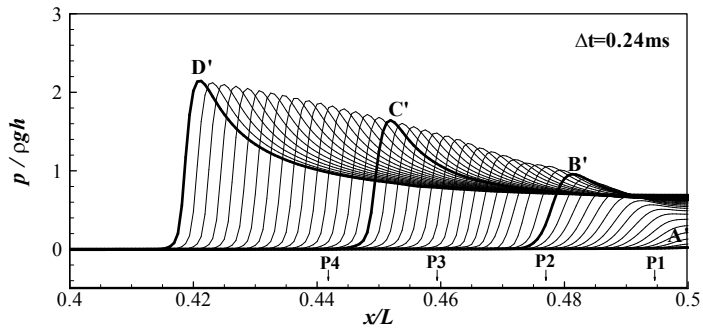


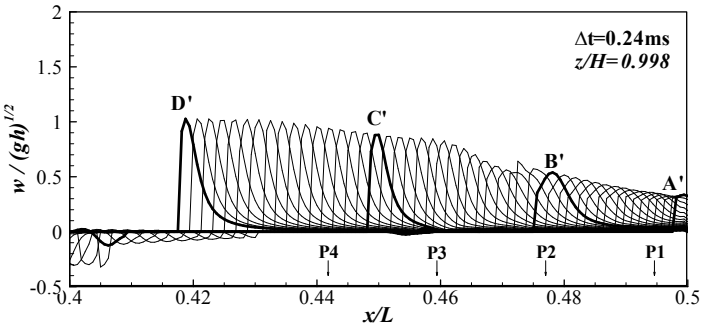
Fig. 3.13 Comparisons of vertical velocity distribution along *z*-direction at 'P4' sensor location, *x/L*=0.4709

계산을 통해 얻어진 탱크 상부에서 충격이 발생하는 시점 전후에 벽면에서 압력 분포와 *z/H*=0.998 에서 수직방향 속도 분포를 0.24ms 간격으로 figure 3.14에 나타내었다. 앞선 결과에서 관측된 바와 같이 압력은 벽면에서 멀어질수록 점차 증가하고, 수직 속도 역시 유사한 경향으로 증가한다. 이러한 압력 분포는 본 연구에서 대상이 되었던 자유표면이 일정한 각도(약 80°)를 가지고 벽면에 접근하는 경우에 대한 상사해(similarity solution; Greco, 2001)와 일치하는 것을 알 수 있다. 각 시간에서 압력의 최대값과 국부적인 수직 속도의 최대값을 CFD 해석 결과로부터 도출하여 figure 3.15에 나타내었다. 공기의 압축성 효과를 무시한 경우에 대해 잘 알려진 대로(Faltinsen & Timokha, 2009) 압력의 최대값은 속도의 제곱에 비례하는 것을 확인할 수 있고, 이 때 비례상수, $p_{\max} / \left(\frac{1}{2}\rho w^2\right)$ 는 0.58로 계산되었다. 이

때, 속도 값을 국부적인 수직 속도의 최대값이 아닌, 충격 직전의 자유표면이 벽면에 접근하는 속도로 비례상수를 계산하면 약 36으로 상사해와 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 하지만, 슬로싱 충격 현상의 경우 공기에 의한 압축 성 효과를 필수적으로 고려해야 하고, 실제 현상은 더욱 복잡한 물리현상을 수반하기 때문에 추후 다양한 연구를 통해 속도와 압력 사이의 관계를 도출하는 것이 요구된다.



(a) Pressure distribution



(b) Vertical velocity distribution

Fig. 3.14 Distributions of calculated pressure at the tank ceiling and vertical velocity at z/H=0.998 in sequential time instants, 0.24ms interval

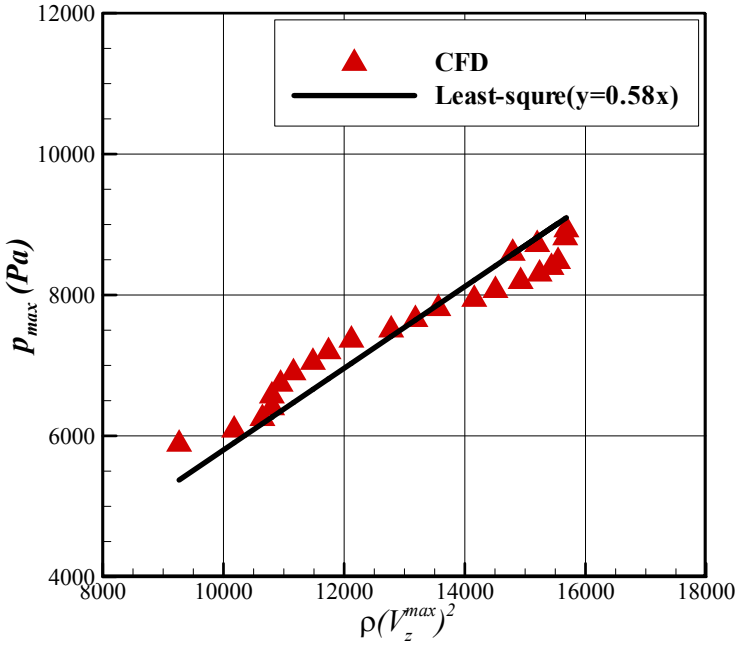


Fig. 3.15 Relationship between the peak pressure and square of the local maximum vertical velocity

3.2 물체-파 상호작용 문제

앞선 검증 작업을 통해 본 연구에서 개발된 프로그램이 격렬하게 움직이는 자유표면 문제에 적용될 수 있음을 확인하였다. 본 장에서는 자유표면 문제뿐만 아니라 물체와의 상호작용에 대한 검증 작업을 수행하였다. 이를 위해 파랑 기진력, 강제 동요에 의한 동유체력 계수 추정, 선형 및 비선형 운동 응답에 계산하고 실험 결과와 비교하였다.

본 연구에서 사용된 세 가지 선형은 Wigley III, S175 컨테이너선, KVLCC2 선형이며, 주요 제원은 Table 3.3에 정리하였다. Wigley III 선형은 실험과 동일한 model scale이며, 다른 두 선형은 full scale에 대해 계산을 수행하였다. 각 선형에 대하여 삼각형 표면 격자와 이를 통해 계산 된 물체 표면 형상을 figure 3.16에 나타내었다. 프로그램 검증을 위한 선형 및 비선형 운동응답 특성은 Wigley III 선형과 S175 컨테이너선만 이용하였으며, KVLCC2 선형에 대해서는 다음 장에서 다루도록 하겠다.

Table 3.3 Principal dimensions of three ship models

Model	L (m)	B (m)	d (m)	C_B
Wigley III	3.0	0.3	0.1875	0.4622
S175 Containership	175.0	25.4	9.5	0.5716
KVLCC2	320.0	58.0	20.8	0.8098

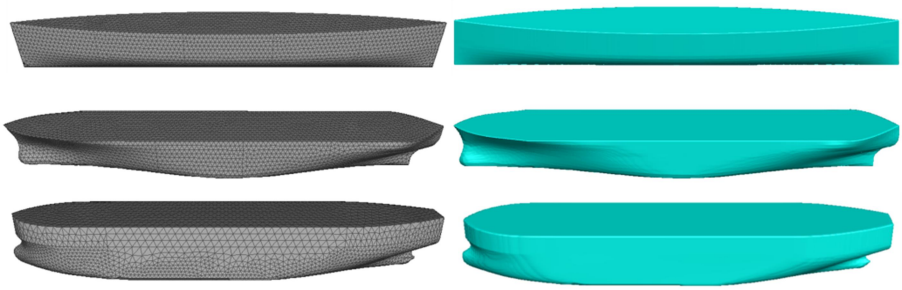


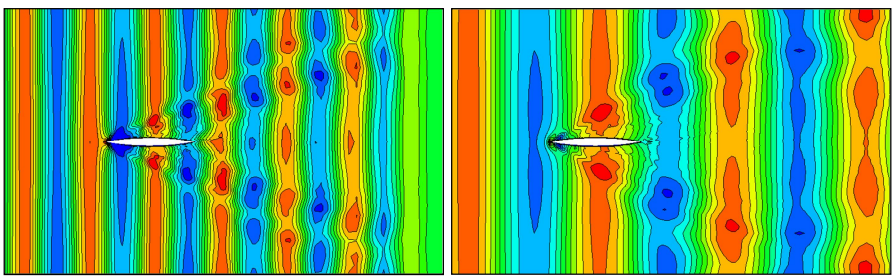
Fig. 3.16 Examples of calculating volume fractions for four different ship models: surface triangle mesh (left column) and iso-surface of calculated volume fraction (right column)

3.2.1 파랑 기진력

파와 물체의 상호 작용에 대한 첫 번째 검증 작업으로 선박에 작용하는 파랑 기진력에 대한 계산을 수행하였다. Figure 3.17은 Wigley III 선형에 대하여 선박의 운동을 고정시킨 후 입사파를 생성했을 때, 선체에 의하여 산란되는 파를 나타내고 있다. 이 때, Froude number (Fn)는 0.2이고, 입사파의 파고는 A/L=0.0083이다. 입사파의 파장이 배 길이의 0.75배인 경우, 선박에 의해 입사파가 교란되는 것을 뚜렷하게 확인 할 수 있다. 또한, 복잡한 형태의 파가 감쇠영역으로 진행되지만 감쇠영역에 들어서면 파가 반사파 없이 소멸 되는 것을 알 수 있다. 입사파의 파장이 배 길이의 1.5배인 경우에는 앞선 단파의 경우에 비해 선박에 의해 산란되는 파의 양이 작은 것을 알 수 있다. Figure 3.18은 각 파장에 대해 종동요 모멘트의 시계열을 나타낸다. 전체적으로 균일한 형태의

신호를 보이며, 파장이 증가함에 따라 모멘트의 크기가 증가하는 것을 알 수 있다.

여러 가지 파장에 대하여 동일한 계산을 수행하고, 상하동요 힘과 종동요 모멘트를 계측하여 기진력의 크기를 얻을 수 있다. 이를 figure 3.19에 나타내어 Journee(1992) 실험과 비교하였다. 장파 영역에서 약간의 차이를 보이지만 실험과 비교했을 때 매우 유사한 결과를 얻을 수 있었다. 파랑 기진력의 경우 입사파를 정확하게 구현하는 것이 중요한 요소이며 본 연구에서 사용하고 있는 직교 격자에서는 입사파의 진행방향과 격자의 방향이 일치하기 때문에 별다른 어려움 없이 입사파를 구현 할 수 있었고, 정확한 파랑 기진력 계산결과를 얻을 수 있었다.



(a) λ/L=0.75 (b) λ/L=1.5

Fig. 3.17 Wave contours for diffraction problem of Wigley III hull: Fn=0.2, A/L=0.0083

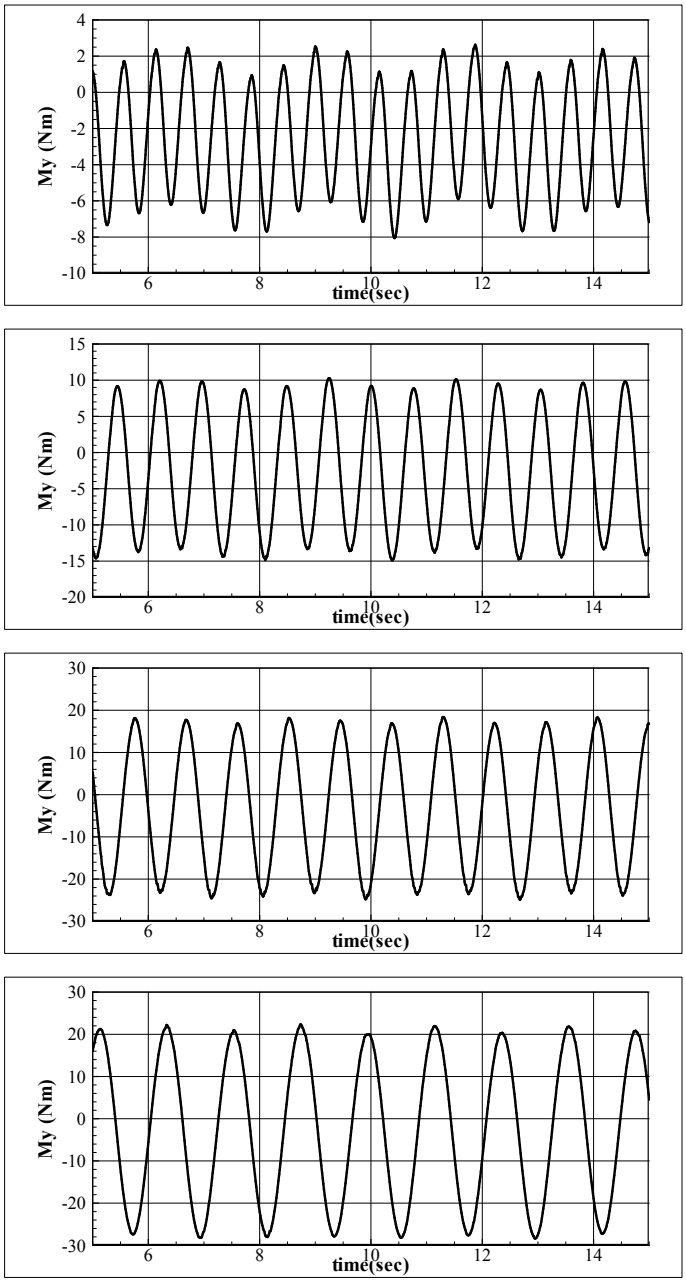
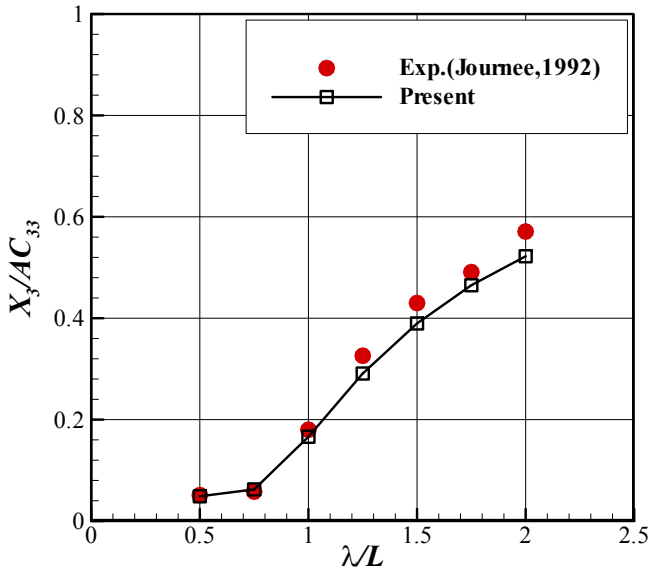
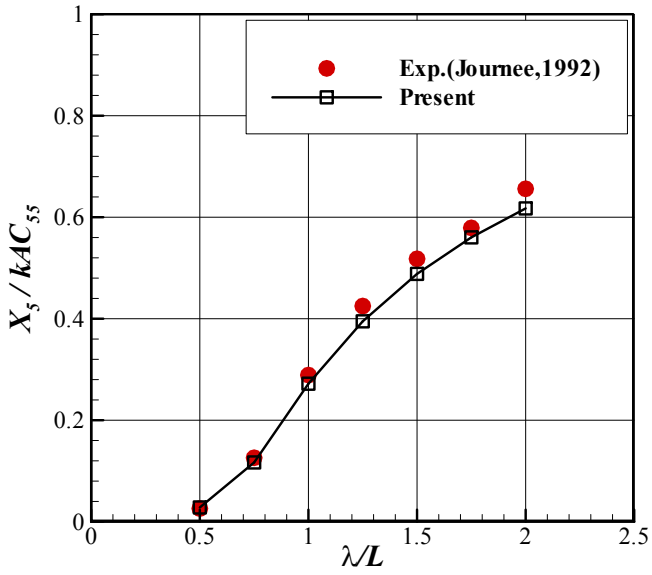


Fig. 3.18 Time histories of pitch moment of Wigley III hull, Fn=0.2, A/L=0.0083: λ/L=0.5,0.75,1.0,1.5 (from top to bottom)



(a) Amplitude of heave force



(b) Amplitude of pitch moment

Fig. 3.19 Comparisons of amplitudes of wave excitation heave force and pitch moment: Wigley III, Fn=0.2, A/L=0.0083

3.2.2 동유체력 계수

앞서 계산한 파랑 기진력에 의해 선박이 6자유도 운동을 하게 되면 선박의 운동에 의해 파가 생성된다. 이는 다시 선박에 작용하는 힘으로 치환되는데, 힘 성분을 가속도에 비례하는 항과 속도에 비례하는 항, 변위에 비례하는 항으로 나눌 수 있다. 이들을 각각 부가질량, 감쇠계수, 복원력 계수라 하며 통상 부가질량 및 감쇠계수를 동유체력 계수(hydrodynamic coefficient)라 말한다. 시간 영역에서 선박의 운동문제를 다룰 때는 전체 힘을 계산하여 운동방정식을 풀지만, 주파수 영역에서 계산 할 때는 힘 성분을 분리하여 각각의 성분을 먼저 계산하여 계수 값을 구한다. 이렇게 각각의 성분을 분리하면 선박 운동 문제를 풀기 전에 각 항에 대한 계산의 정확도를 통해 어떤 부분에서 문제점이 있는지 파악하기 용이하다. 부가질량은 통상 선체 근처의 유동과 관련이 있고, 감쇠계수는 주로 선체의 운동에 의해 생성되는 파의 진폭과 관련이 있다. 동유체력을 계산하기 위하여 정수 중에 놓인 선박에 강제 동요를 주어 선체에 걸리는 힘을 측정하게 된다. 선형 가정 하에 물체에 작용하는 힘은 다음과 같이 나타낼 수 있다. (Hu & Kashiwagi, 2009):

$$F_3 = -A_{33}\ddot{\xi}_3 - B_{33}\dot{\xi}_3 - C_{33}\xi_3 \tag{3.2}$$

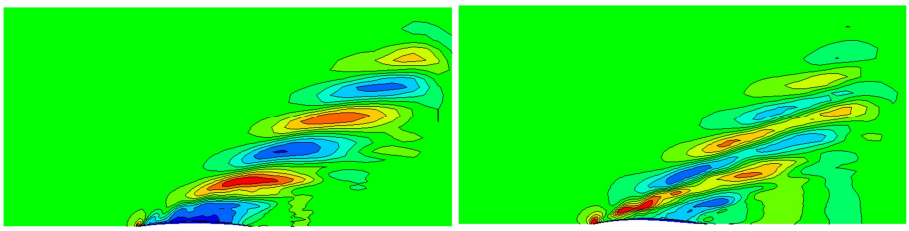
여기서 A_{33}, B_{33} 및 C_{33}은 상하동요에 대한 부가질량, 감쇠, 복원력 계수를 의미한다. 강제 동요를 $\xi_3 = \zeta_3 \sin \omega t$ 형태로 부여하면, 각각의 동유체력 계수는 다음과 같이 얻어진다.

$$A_{33} = \frac{F_3^s + C_{33}\zeta_3}{\zeta_3 \omega^2} \tag{3.3}$$

$$B_{33} = -\frac{F_3^c}{\zeta_3 \omega} \tag{3.4}$$

여기서 F_3^s와 F_3^c는 계측 된 기진력의 같은 위상 성분과 반대 위상 성분을 나타낸다. 종동요에 대한 동유체력 계수 역시 유사한 방법으로 얻을 수 있다.

Figure 3.20은 상하동요와 종동요 시에 발생되는 파형을 비교한 것이다. 상하동요의 경우 선체에서 발생되는 한 가지 성분의 파가 존재하는데 비해 종동요의 경우 선수 선미에서 반대 위상의 파가 생성되는 것을 볼 수 있다. 전진 속도의 영향으로 생성된 파는 뒤쪽으로 진행되며 선박으로부터 발생된 파가 소멸 없이 잘 전파하는 것을 확인 할 수 있다.



(a) Heave motion (b) Pitch motion

Fig. 3.20 Wave contours for prescribed motion of Wigley III hull: *Fn* = 0.2,

$$\omega\sqrt{L/g} = 3.31,\ t = 6 \times (\text{wave period})$$

격자에 의한 부가질량계수의 수렴을 확인하기 위하여 Table 3.4에 나온 조건에 대하여 상하동요에 대한 부가질량계수를 계산하였다. Figure 3.21에 나온 바와 같이 y-방향이나 z-방향에 대해서는 격자수에 따라 부가질량에 큰 변화가 없지만, x-방향의 격자간격을 줄이면 부가질량 값이 감소하는 경향이 나타났다. 이러한 결과는 선형 복원력 계수의 변화와 그 경향이 유사한데, x-방향에 대한 격자간격은 선형 복원력 계수와 배수량에 주로 영향을 주며, 이러한 변화가 선체 주변의 유동 특성에 변화를 주어 부가질량 계산에 영향을 준 것으로 판단된다.

Table 3.4 Conditions for grid dependency test of hydrodynamic coefficients

Grid Index	$L / \Delta x_{\min}$	$B / \Delta y_{\min}$	$d / \Delta z_{\min}$
1	50	20	47
2	60	25	63
3	75	30	94
4	100	-	-

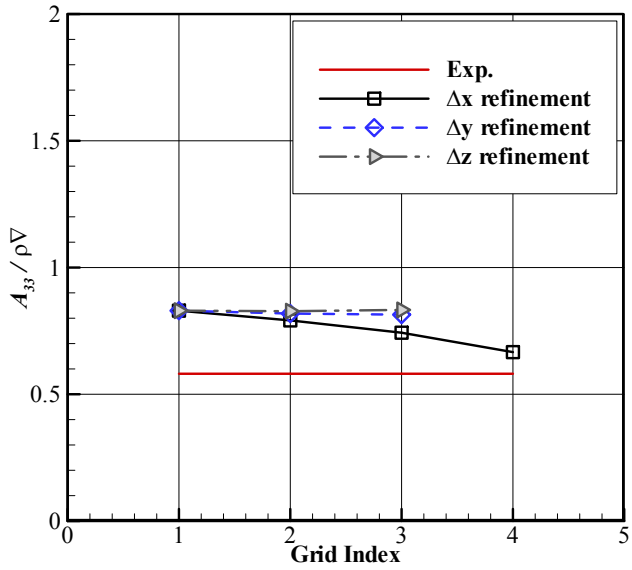
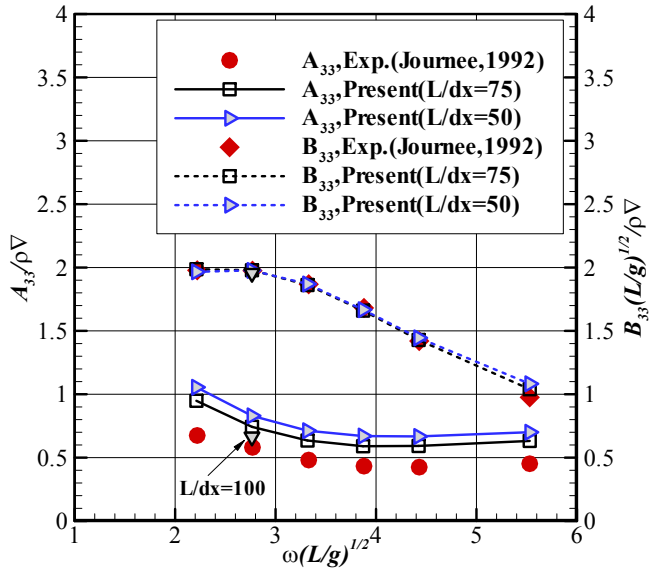


Fig. 3.21 Heave added mass for different grid refinements: Wigley III hull, Fn=0.2, $\omega\sqrt{L/g}=2.765$

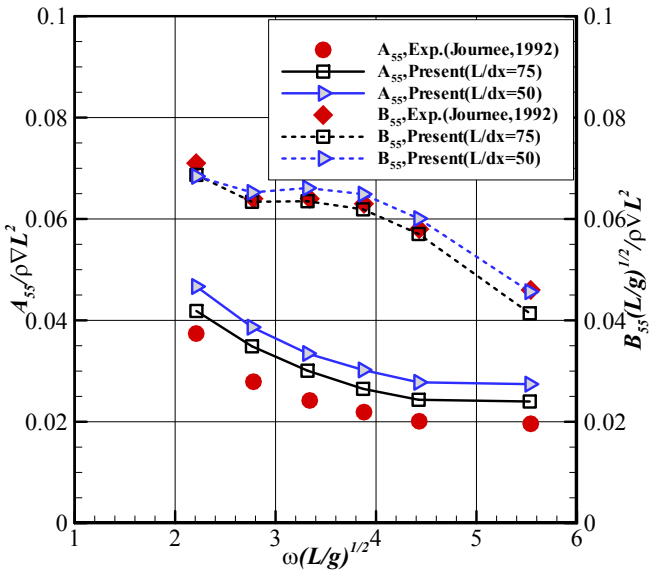
동유체력 계수를 구하기 위하여 여러 진동수에 대하여 Wigley III 선박을 상하 및 종동요 시키고 이를 통하여 얻은 부가질량과 감쇠계수를 figure 3.22에 나타내었다. 이 때, x-방향 격자를 달리하여 계산을 수행하였으며, 전진 속도는 Fn=0.2, 운동 크기는 A/L=0.0166으로 주고 계산 영역 끝 단에 감쇠영역을 두어 반사파의 영향을 최소화 시켰다. 상하동요에서는 모든 영역에 대해 감쇠계수가 실험과 유사한 결과를 주었고, 종동요의 경우 높은 진동수에서 감쇠계수가 실험과 다소 차이를 보였다. 이 영역은 생성되는 파가 배 길이의 0.2배 정도로 종동요의 경우 상하동요보다 생성되는 파의 특성길이가 반 정도로 짧기 때문에 충분한 격자가

사용되지 않아 감쇠계수가 작게 계산 된 것으로 판단된다. 이에 반해 부가질량 계수는 전체적인 경향은 유사하지만, 실험에 비해 약간 큰 결과를 보였다.

일반적으로 통상의 상용코드나 수치해석 결과는 수치적인 감쇠효과로 인해 감쇠계수가 실험과 차이 나는 것으로 알려져 있다. 이에 반해 본 연구에서 개발된 프로그램의 경우, 감쇠계수 값은 비교적 실험과 유사했지만, 부가질량 계수가 실험과 차이를 보였다. 일반적인 상용코드가 물체 표현을 정확하게 하는 비 정렬 격자(unstructured grid)를 사용하는데 비해 본 연구에서는 직교 격자를 사용하였기 때문에 정확한 물체 표현을 위해 많은 격자가 요구된다. 하지만, 물체 근처에 격자를 조밀하게 하면 물체에서 멀리 떨어진 영역에 불필요하게 격자가 많이 분포하게 된다. 이러한 점은 직교격자 법이 갖는 한계로 추후 적응격자(adaptive grid)와 같은 방법을 통해 계산 효율의 향상이 필요하다.



(a) Forced heave motion



(b) Forced pitch motion

Fig. 3.22 Comparisons of hydrodynamic coefficients of Wigley III hull: *Fn*=0.2, forced heave and pitch

3.2.3 선형 운동 응답

선박에 대한 비선형 운동 계산에 앞서, 본 연구에서 개발된 프로그램의 검증을 위해 Wigley III 선형에 대해 선형(linear) 운동응답을 계산하여 Journee(1992)의 실험 결과와 비교하였다.

Figure 3.23은 계산에 사용된 격자를 보여주는 것으로 물체 앞쪽에 파장의 2배, 뒤쪽으로 3배의 영역을 두었고 파장의 2배만큼 감쇠영역을 두었다. 폭 방향으로는 배 길이의 2배만큼 주었으며 격자는 자유수면과 물체 주변에 밀집 시켰다. 입사파 영역은 앞선 파 생성 테스트를 통해 도출된 최소 격자 기준을 만족하도록 하였고, 선박 뒤쪽과 폭 방향으로는 1.04-1.08 수준으로 격자 간격을 증가시켜 선체에서 멀리 떨어진 지역에서 성긴 격자가 구성되도록 하였다.

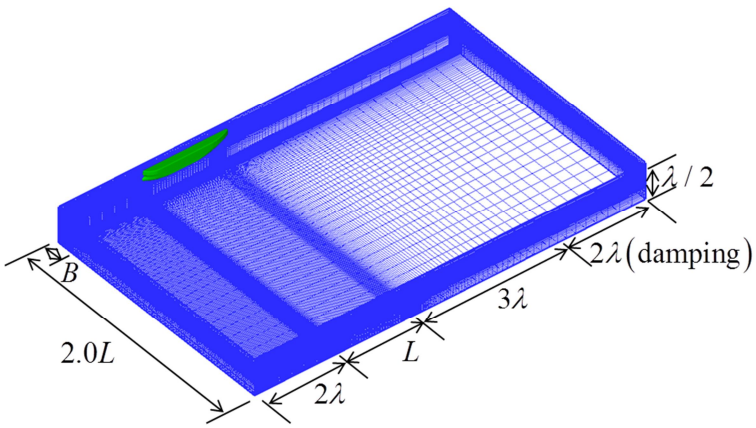
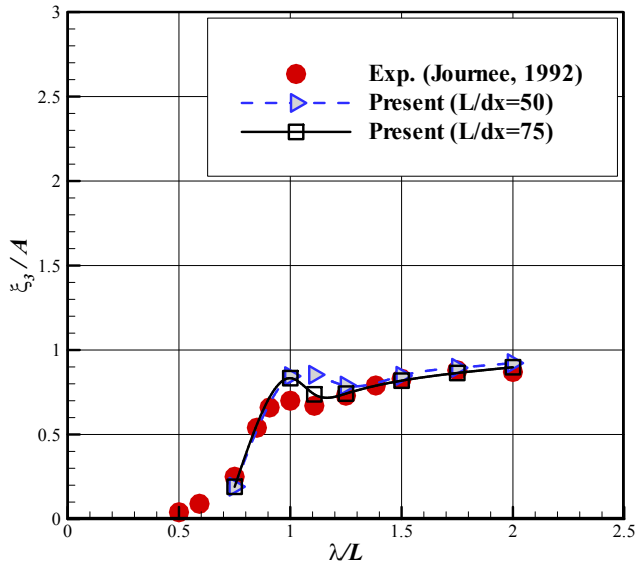


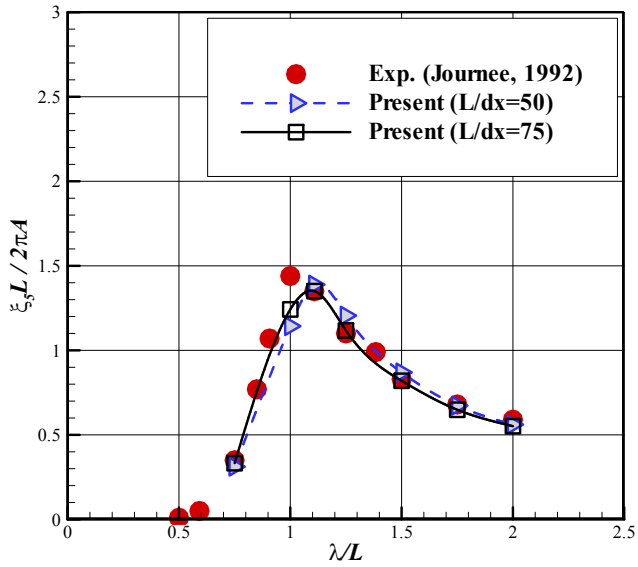
Fig. 3.23 Example of solution grid distribution

Figures 3.24와 3.25는 각각 *Fn* 값이 0.2, 0.3인 경우에 대하여 상하동요와 종동요의 운동응답 크기를 나타낸 것이다. 입사파고의 크기는 실험과 동일하게 *A/L*=0.0063으로 설정하였다. 파가 전파되는 후방에서 반사파를 제거하기 위해 감쇠영역을 두었고, 측면은 벽면 경계조건으로 계산하였다. 선박의 전진속도가 증가함에 따라 최대 운동의 위치가 장파 쪽으로 이동하는 경향이 나타남을 확인 할 수 있다. 또한 상하동요의 경우, 장파로 변화함에 따라 운동의 크기가 1로 수렴하는 것을 확인할 수 있었으며, 이러한 경향은 실험과 잘 일치함을 알 수 있다.

이 때, 앞선 부가질량 계수 결과에서 적용되었던 두 가지 격자를 사용하여 운동응답을 비교하였다. 길이 방향 격자를 조밀하게 하면 부가질량 계수가 실험과 근접하였는데, 이러한 영향은 운동응답의 공진 주파수에 영향을 주게 된다. 비록 작은 차이지만 격자를 조밀하게 함으로써 공진 주파수 부근에서 운동 응답이 일부 달라지는 것을 확인 할 수 있고, 실험에 조금 더 근접한 운동 응답을 얻을 수 있었다.

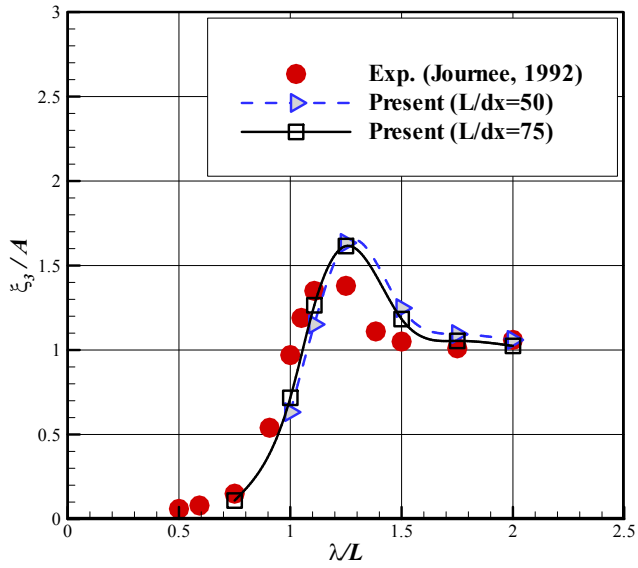


(a) Heave

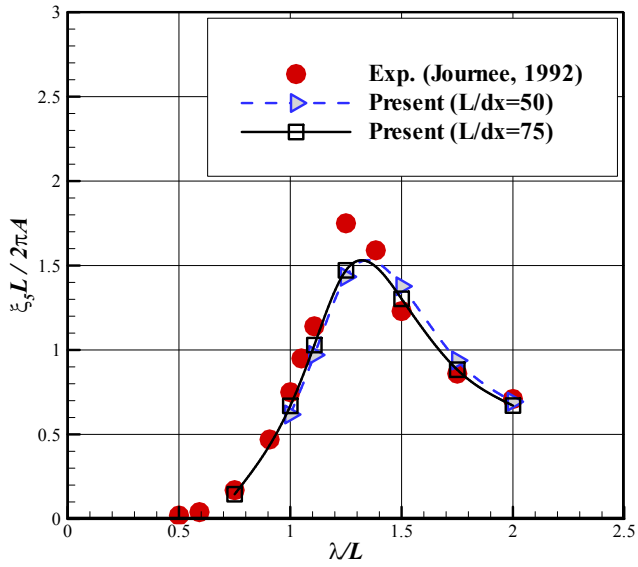


(b) Pitch

Fig. 3.24 Motion transfer function of Wigely III, A/L=0.0063, Fn=0.2



(a) Heave

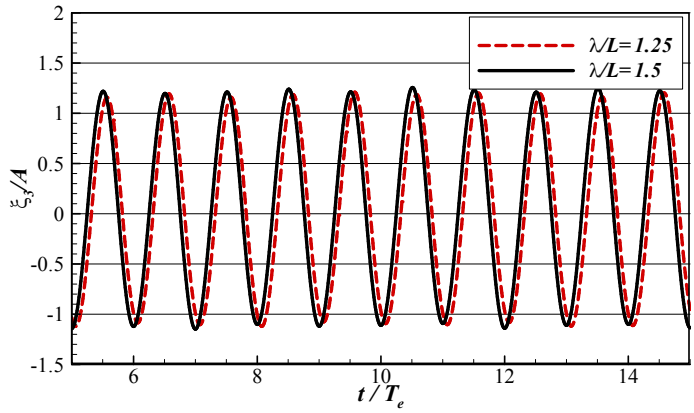


(b) Pitch

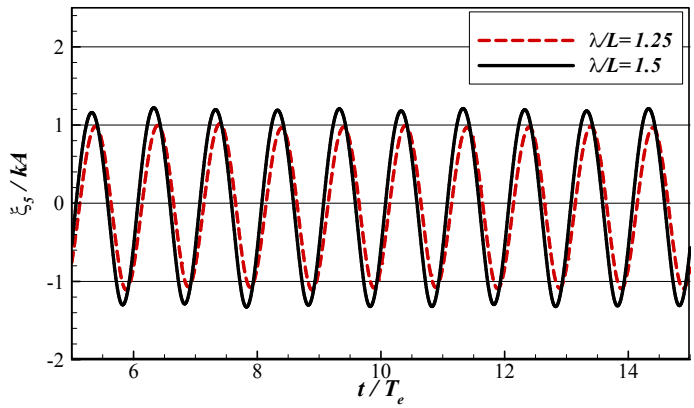
Fig. 3.25 Motion transfer function of Wigely III, A/L=0.0063, Fn=0.3

Wigley III 선형과 같은 단순한 선형에 대한 선형 운동응답 계산을 바탕으로 약간 복잡한 형상을 갖는 S175 컨테이너선의 파랑 중 운동 응답을 계산하였다. Figure 3.26은 Fn=0.25이고 파의 기울기는 H/λ=1/40이며, 선박 길이 대비 파장의 비가 λ/L=1.25와 λ/L=1.5인 경우에 대해 상하동요와 종동요 운동의 시계열을 나타낸다. 두 경우 모두 비교적 장파 조건이지만 반사파의 영향 없이 일정한 운동응답 크기를 보여주고 있다. Figure 3.27은 여러 파장 조건에 따른 운동 응답 계산 결과로, Fn=0.25이고 파의 기울기는 본 연구의 경우 H/λ=1/40으로 약한 비선형성이 나타날 수 있는 파고이다. 비교를 위해 B-spline Rankine panel method (RPM, Seo et al., 2013)의 결과를 같이 도시하였다. 이 때, RPM은 선형(linear) 가정하에 계산을 수행하여 입사파의 파고가 매우 작다.

앞선 Wigley III 선형에 대한 결과와 유사하게 상하동요의 경우 최대 운동응답의 위치가 약간 장파 쪽으로 이동하는 경향을 확인할 수 있다. 하지만, 전체적인 경향이나 중요한 운동특성들은 실험(Fonseca & Soares, 2004)과 일치하는 것을 알 수 있다. 더불어, RPM의 계산 결과는 작은 파 기울기(H/λ=1/120)의 실험과 근접하는데 비해, 본 연구의 결과는 큰 파 기울기(H/λ=1/40)의 결과에 근접한 것을 알 수 있다. 이상의 결과를 통해 관성력이 중요한 요소인 선박의 운동응답 특성의 경우, 정확한 파랑 생성과 선박의 형상 구현만 어느 정도 이루어지면 대부분 실험과 유사한 결과를 얻을 수 있다고 판단된다.

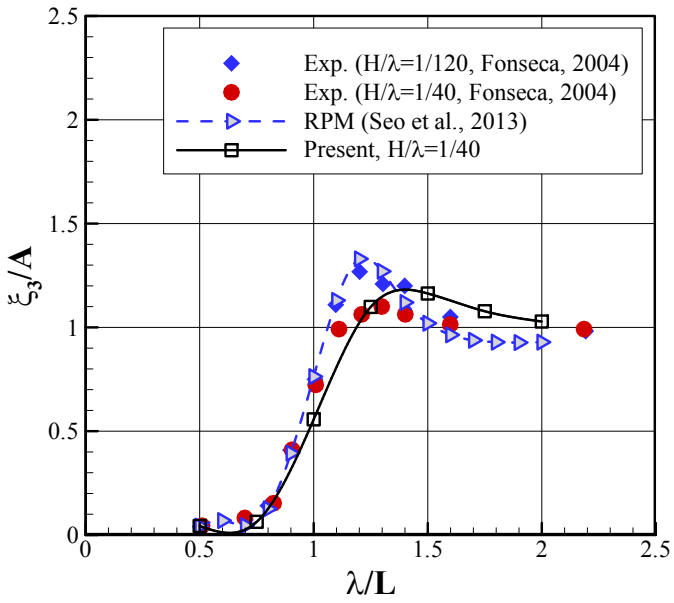


(a) Heave

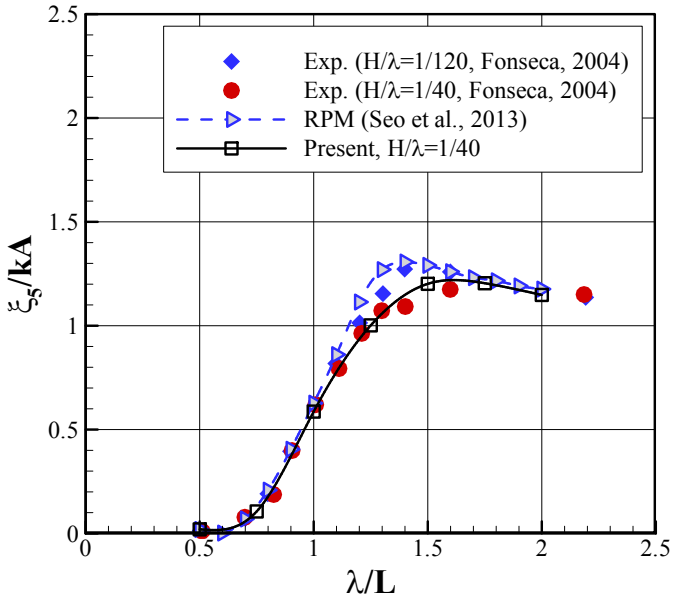


(b) Pitch

Fig. 3.26 Time histories of motion response for S175 containership, H/λ=1/40, Fn=0.25, λ/L=1.25 and λ/L=1.5



(a) Heave



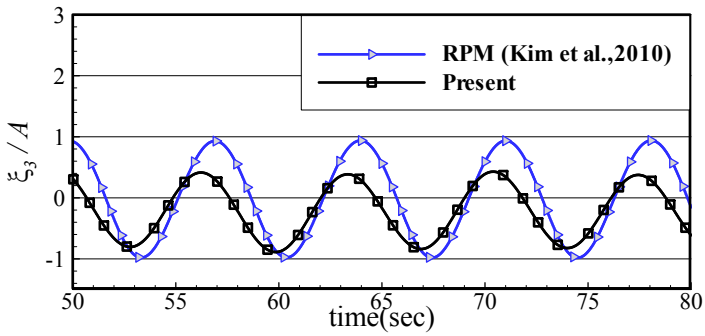
(b) Pitch

Fig. 3.27 Motion transfer function of S175 containership, H/λ=1/40, Fn=0.25

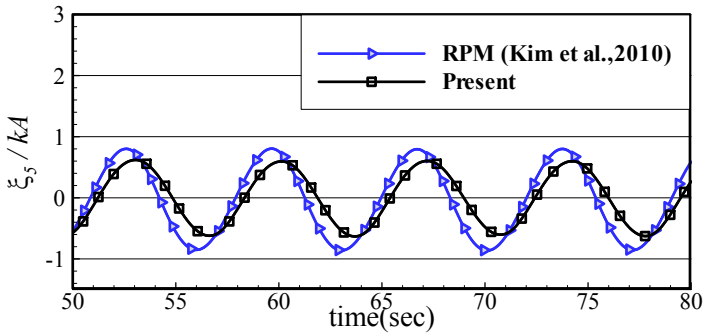
3.2.4 비선형 운동 응답

파고에 따른 선박의 운동 응답을 검토하기 위하여 여러 입사파의 파고에 따른 S175 컨테이너선의 상하동요 및 종동요 운동응답을 계산하였다. 선형(linear)에 가정하여 운동응답을 계산하는 경우, 파고와 파 기울기, *kA*로 상하동요와 종동요 운동응답 크기를 무차원화 하면 파고에 상관없이 일정한 값을 갖는다. 즉, 파고에 비례하여 운동응답이 증가하는 것이다. 하지만, 파의 비선형성과 선박 형상의 비선형성 등으로 인해 실제로는 파고에 따라 일정한 값을 유지하지 않고, 파고가 높아지면 무차원화 한 운동응답 크기가 감소하는 것으로 알려져 있다 (O'Dea et al., 1992).

Figure 3.28은 *kA*=0.08, *Fn*=0.2, 파장은 배 길이와 같은 경우에 대한 상하동요 및 종동요 운동 신호를 랜킨 패널법에 기반한 프로그램인 WISH 2.1 (Kim et al., 2010) 결과와 비교하였다. 이 때, 랜킨 패널법의 경우 약한 비선형(weakly nonlinear)을 가정하여 비선형 Froude-Krylov힘과 비선형 복원력만 고려되고 비선형 산란파에 의한 영향은 고려되지 않는다. 이 경우, 파고가 비교적 높기 때문에 비선형성이 비교적 강하게 나타난다. 이로 인해 운동 응답의 크기가 본 연구에서 개발한 프로그램을 이용한 경우 포텐셜 기반 프로그램 보다 작게 나온 것을 알 수 있다.



(a) Heave



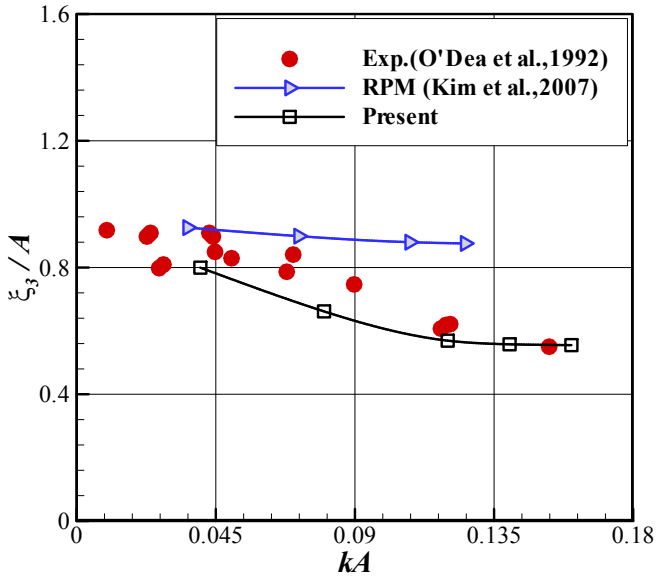
(b) Pitch

Fig. 3.28 Comparisons of motion signals on S175 containership: Fn=0.2, λ/L=1.0, kA=0.08

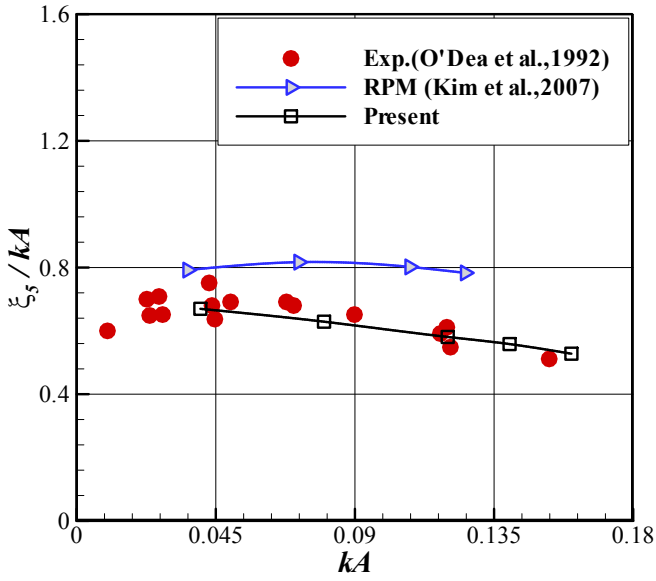
파고에 따른 영향을 더 자세히 보기 위하여 figures 3.29와 3.30에 S175 컨테이너선의 상하동요 및 종동요의 운동응답을 파고에 따라 O'Dea et al. (1992)의 실험 결과 및 랜킨 패널법 결과와 비교하였다. 파장은 배 길이와 같은 경우와 1.2배인 경우를 고려하였다. 전진 속도가 있는 문제이기 때문에 파장이 배 길이의 1.2배인 근방에서 선형 운동응답의 공진점이 존재한다. 이 계산에서 상하동요 및 종동요를 제외한 나머지 운동은 구속된 상태로 계산을 수행하였다.

시간 간격은 파주기의 1000분의 1로 초기 값을 주었고, CFL 값은 0.2로 주었다. 파장이 배 길이와 같은 경우, 앞서 운동 신호에서 살펴본 바와 같이 랜킨 패널법의 결과가 본 연구에서 개발한 프로그램보다 큰 운동응답을 보여주고 있다. 또한, 본 연구의 결과가 실험과 더욱 근접한 운동응답 크기를 보여주었다.

이와 반대로 파장이 배 길이의 1.2배인 경우에는 상하동요의 운동 응답이 실험보다 크게 나왔으며, 랜킨 패널법의 결과가 실험 결과에 더욱 근접한 것을 알 수 있다. 이는 앞서 살펴 본 선형 운동응답 특성과 유사한 결과로 공진 주기 근처에서 본 연구에서 개발된 프로그램이 약간 큰 상하운동 응답 특성을 보이는 것을 알 수 있다. 하지만 두 경우 모두 실험 결과에서도 나타나듯 파고가 커질수록 파고와 파 기울기로 무차원화 한 상하동요와 종동요 운동응답 크기가 작아지는 대표적인 비선형 특성을 유사하게 보여주었다.

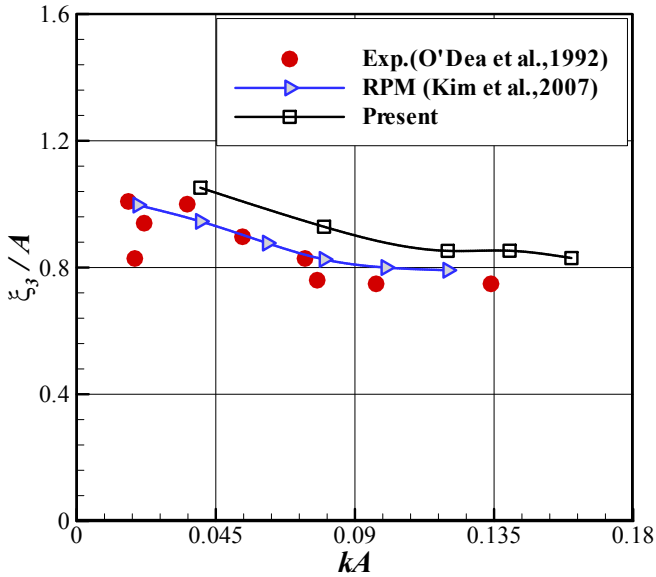


(a) Heave

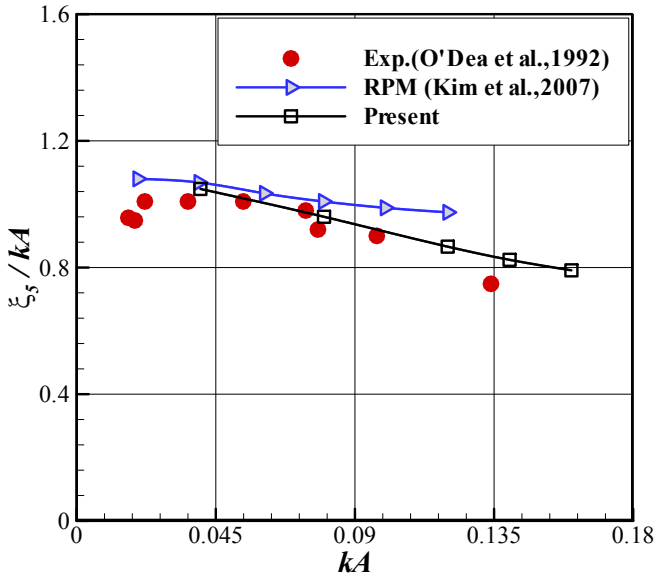


(b) Pitch

Fig. 3.29 Motion transfer function of S175 containership, Fn=0.2, λ/L = 1.0



(a) Heave



(b) Pitch

Fig. 3.30 Motion transfer function of S175 containership, Fn=0.2, λ/L = 1.2

입사파 주기의 4분의 1간격으로 시간에 따른 선박의 운동과 자유표면의 형상을 figure 3.31에 나타내었다. *kA* 값은 0.16이고 파장은 선박의 길이와 같은 경우이며, *Fn*=0.2의 전진속도를 갖는 경우이다. 자유표면을 나타내기 위하여 3차원 공간상의 좌표와 각 셀에서의 물과 물체에 대한 부피 비 함수를 출력하여 이 데이터를 바탕으로 등고면을 구한 결과이다. 비교적 높은 파고의 입사파와 선박의 상호작용을 성공적으로 계산 할 수 있었고, 쇄파(breaking wave)와 같은 비선형성이 강한 현상도 발생하였다. 또한, 선수 갑판 침수 현상이 발생하는 것을 확인 할 수 있지만 운동응답에 대한 갑판 침수의 영향은 크지 않았다. 이는 갑판에 올라온 유체의 관성력이 선박의 관성에 비해 무시할 정도로 작기 때문이며, 이러한 갑판 침수 현상이 발생하는 경우에는 운동응답보다 국부적인 충격하중 해석이 더욱 중요할 것이다.

통상, 전산유체역학 계산 결과에서 갑판에 올라온 물이 사라지는 현상이 발견되는데, 이는 자유표면을 처리하는 수치기법의 확산 정도에 따라 좌우되는 현상이다. 이 결과에서 자유표면을 표현하기 위하여 물의 부피 비 함수가 0.5인 등고면을 나타내었는데, 시간이 지나면서 수치적인 확산으로 0.5인 등고면이 없어지는 것처럼 보인다. 하지만, 사라지는 것이 아닌 더 낮은 부피 비 함수로 확산이 일어난 것으로 이 부분을 자세히 관찰하기 위해서는 갑판 영역에 많은 수의 격자가 필요할 것이다.

선체 주위의 파형뿐만 아니라 같은 시간에 대하여 선체에

작용하는 압력을 같이 나타내었다. 물체를 표현한 삼각형 요소에 계산 된 압력을 출력한 것으로 가장 지배적인 압력은 물의 존재에 의한 정수압과 파에 의한 동압 성분이다. 자유표면의 위쪽으로는 거의 일정한 압력이 작용하는 것을 확인 할 수 있지만, 갑판에 물이 넘어오는 경우 갑판 위의 구조물에 대기압 보다 큰 압력이 작용하는 것을 알 수 있다. 이로 인한 압력은 선저가 파와 만나는 부근에서 보이는 압력보다 작게 나타났다. 즉, 선체의 슬래밍(slamming)에 의한 하중이 갑판 침수에 의한 하중보다 크게 나타났다. 하지만, 두 경우에 대해 압력이 작용하는 위치의 구조물이 다르기 때문에 구조하중의 상대적인 중요성과 구조물의 응답이 달라질 것이며, 이러한 국부적인 유동 특성 및 구조물과의 연성작용에 대한 해석이 요구된다.

이상의 결과를 통해 본 연구에서 개발된 프로그램이 선박의 선형 및 비선형 운동응답 해석에 적용될 수 있음을 확인하였다. 이 때, 정확한 입사파 구현과 직교격자 내부에서 물체의 표현을 위해 격자를 구성하는 데 주의가 요구되며, 관성력이 지배적인 선박의 운동 문제의 경우 위의 두 가지 사항이 만족되면 실험과 유사한 운동 응답을 얻을 수 있음을 확인하였다.

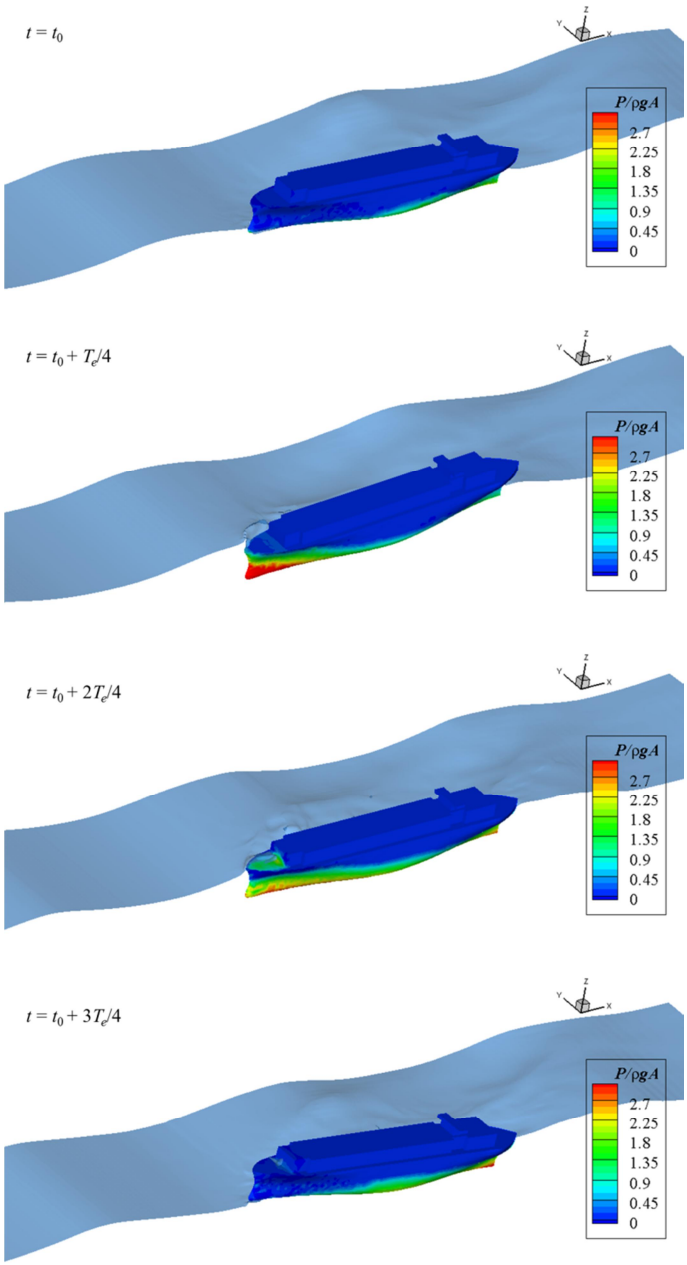


Fig. 3.31 Sequential snapshots of iso-surfaces (ϕ_1=0.5) for S175 containership, Fn=0.2, λ/L=1.0, kA=0.16

4. 파랑 중 부가저항 해석

4.1 선형에 따른 파랑 중 부가저항 해석

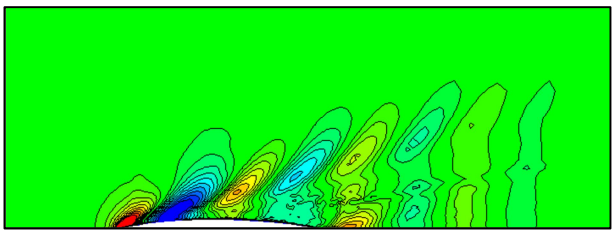
파랑에 의한 유체력은 크게 비-충격 하중(non-impulsive load)과 충격 하중(impulsive load)으로 나눌 수 있으며, 비-충격 하중은 평균이 0이고 시간에 따라 진동하는 선형 하중(linear load)과 그 외의 비선형 하중(nonlinear load)이 존재한다. 통상 상하동요 힘은 조화(harmonic) 특성을 보이는 반면, 전후동요에 대한 힘은 강한 비선형 특성을 보인다. 즉, 선형 성분 이외에 고차의 성분이 강하게 나타나며, 이는 곧 평균값의 증가를 의미하고 이는 다음 장에서 다루게 될 부가저항과 밀접한 연관을 맺고 있다.

4.1.1 Wigley Ⅲ 선형

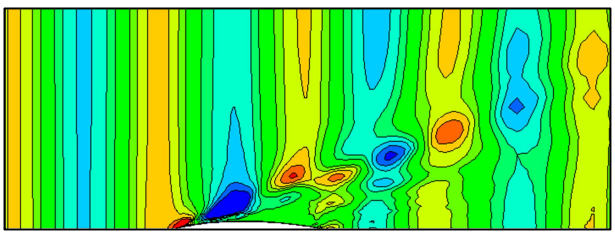
파랑 중 부가저항 해석을 위하여 선박이 정수 중 전진하는 문제와 파랑 중 전진하는 문제를 풀어 각 경우에 대한 저항 값의 차이를 구해야 한다. 이 때, 비점성 유체를 가정했기 때문에, 물체 경계조건은 앞서 설명한 free-slip 조건을 부여하였고, 계산 영역의 왼쪽 경계에는 선박의 전진속도를 경계조건으로 사용하였다. 이전 절에서 설명한 바와 같이 입사파 구현이 필요한 경우, 선형 Stokes 파의 속도 성분을 추가로 고려하였다. 계산 영역의 오른쪽 경계에서 x-방향 속도를 선박의 전진속도로 고정하였고, 반사파 제거를 위한

감쇠영역을 적용하였다. 그 외 다른 경계에 대해서는 비침투 조건을 사용하였다. 초기에 계산 전체 영역에 선박의 전진속도와 동일한 *x*-방향 속도를 부여하였으며, 정수압을 초기 압력 값으로 사용하였다.

Figure 4.1은 선박이 정수 중 전진하는 경우와 파랑 중 전진하는 경우에 대한 파형을 나타낸 것으로, 선박이 정수 중 진행하는 경우 캘빈 파(Kelvin wave)를 확인 할 수 있다. 파랑 중 선박이 운동하는 경우 입사파와 선박의 운동에 의해 생성되는 파, 정상상태의 파 등이 복합적으로 합산되는 파 특성을 보인다.



(a) in calm water



(b) in waves

Fig. 4.1 Typical wave patterns of steady calculation in calm water and motion in waves

본 연구에서는 압력 직접 적분법을 이용하여 부가저항을 계산하였다. 즉, 정수 중에서 선박의 전진 문제를 상하동요와

종동요 방향만 구속하지 않은 채로 해석하여 전후동요에 대한 힘을 계산한다. 힘은 앞서 설명한 바와 같이 압력의 선체 표면 적분을 이용하여 계산하였다. 이 값에 시간에 대한 평균을 취하여 파랑 중 운동하는 선박에 대한 결과에서 빼면 부가저항 값을 얻게 된다.

Figure 4.2는 전후, 상하 및 종동요에 대한 유체력 시계열을 나타내고 있다. 상하동요와 종동요의 경우 사인파 형태의 균일한 유체력이 얻어 지는 것을 확인 할 수 있다. 이에 비해 전후동요의 경우 비선형 특성이 강하게 나타나 파저 부근은 평평해지고, 파고 부근은 뾰족해지는 것을 알 수 있다. 힘의 절대적 크기 또한 상하동요에 비해 굉장히 작은 것을 알 수 있는데, 이는 전후방향 힘과 관련된 정수 중 저항 및 부가저항 등을 정확하게 계산하기 위해서 정확도 높은 수치기법과 운동응답을 계산하는 데 필요한 격자보다 조밀한 격자가 필요한 것을 의미한다.

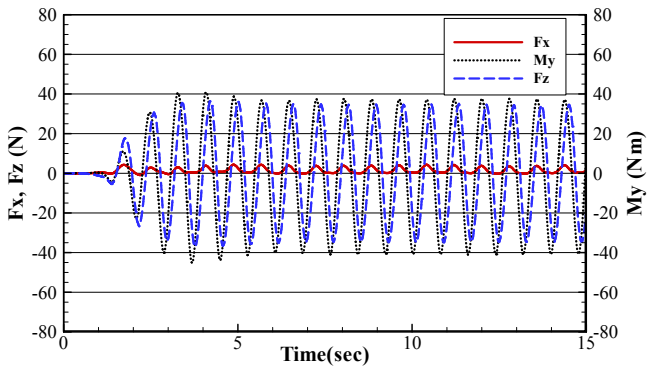


Fig. 4.2 Hydrodynamic force and moment of Wigley III hull: Fn=0.3, λ/L=1.0, A/L=0.0063

물체의 부피 비를 계산할 때, 평균을 취한 경우와 취하지 않은 경우에 대해 전후방향 유체력을 figure 4.3에 나타내었다. 고주파로 진동하는 신호는 파랑 중 전진하는 경우, 저주파로 진동하는 신호는 정수 중 전진하는 경우에 작용하는 힘을 나타낸다. 입사파가 존재하는 경우, 입사파의 진동수에 따른 진동 특성을 보이며 평균을 취하지 않고 물체의 부피 비를 계산한 경우 더욱 큰 힘이 계측되는 것을 알 수 있다.

Figure 4.4는 같은 조건에 대해 정수 중 계산된 전후방향 유체력과 상하 및 종동요 운동 결과를 나타낸다. 본 연구에서 개발된 프로그램에서 점성을 무시하였고, 상하 및 종동요를 구속하지 않았기 때문에 전후방향 힘이 진동하는 특성을 보인다. 하지만, 진폭은 시간이 지남에 따라 감속하는 것을 알 수 있고, 수렴된 저항값을 얻을 수 있다.

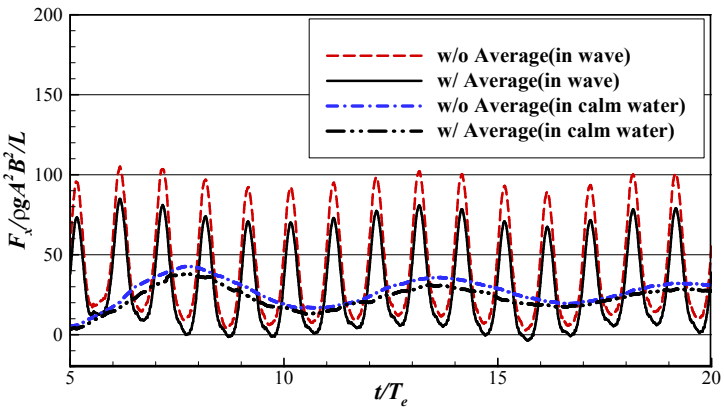


Fig. 4.3 Comparison of surge forces between with and without averaging of volume fraction function for Wigley III hull, Fn=0.3, λ/L=1.0, A/L=0.0063

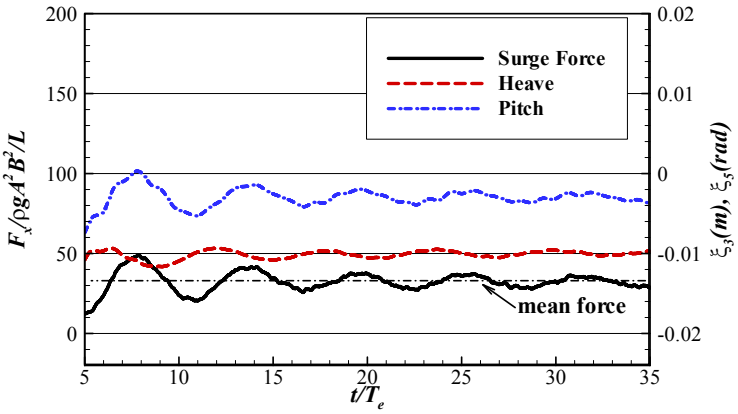


Fig. 4.4 Comparison of surge force and motion for Wigley III hull, *Fn*=0.3

Figure 4.5는 정수 중과 파랑 중에 대한 계산을 통해 얻어진 전후동요 방향에 대한 시계열로부터 부가저항 값을 도출하는 과정을 순서도로 나타낸 것이다. 이 때, 정수 중과 파랑 중에 대한 계산을 위해 물체 주변 격자는 동일하게 구성해야 하며, Fourier 해석을 통해 시간에 대한 평균 힘을 계산하기 위해 time window에 대한 수렴도 해석을 수행하여야 한다. 이러한 해석을 통해 얻어진 정수 중 및 파랑 중 저항 값의 차이로 파랑 중 부가저항 값을 결정하였다.

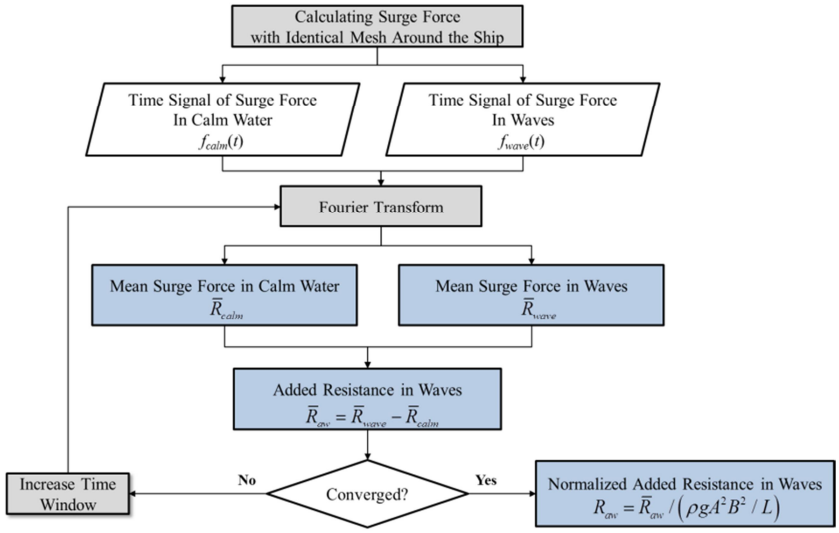
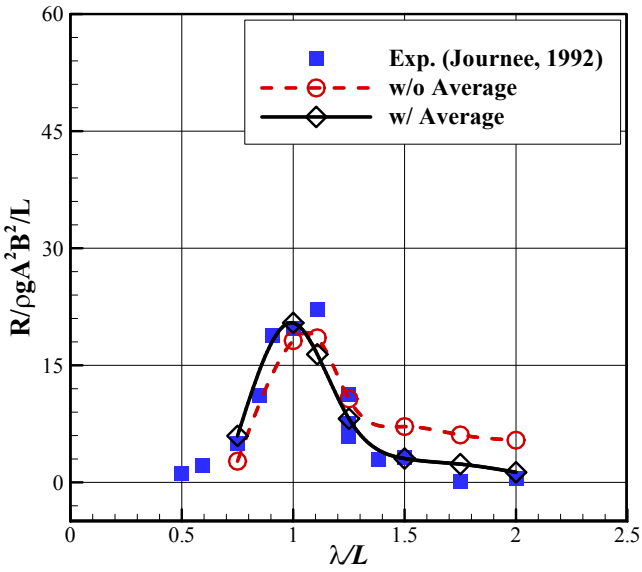
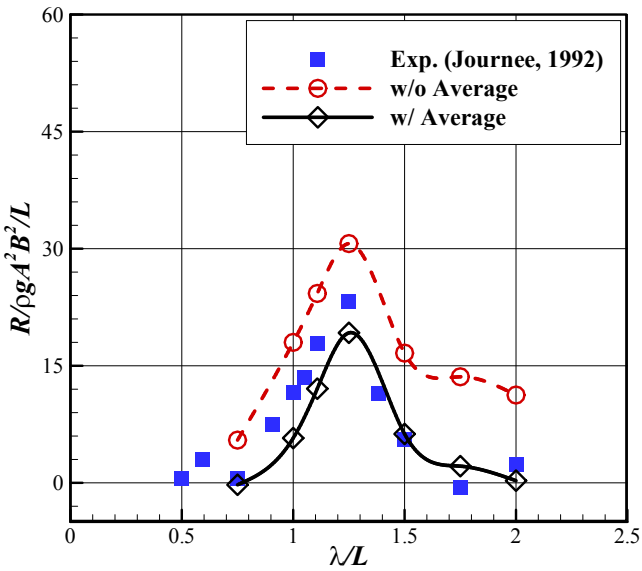


Fig. 4.5 Procedure of calculating added resistance from the time signals of surge force in calm water and in waves

Figure 4.6는 Wigley III 선형에 대한 부가저항 값을 각각 *Fn*=0.2, 0.3에 대하여 계산한 결과이다. 물체 표현 방법에 있어 부피 비의 평균을 취하지 않은 경우 부가저항 값이 실험과 다소 차이를 보이는데 반해, 부피 비의 평균을 취하여 물체의 형상을 더욱 정확하게 표현한 경우 실험과 근접한 결과를 보여줬다. Wigley III 선형의 경우 선수 선미부가 매우 얇은 판 형태이며, 이러한 경우 물체의 부피 비 함수를 구하는 것에 대한 정확도를 높이는 것이 중요하다. 이렇게 물체를 조금 더 정확하게 표현하면 부가저항과 같이 물체 형상, 특히 선수부의 형상에 민감하게 반응하는 물리량의 경우 그 영향이 크게 나타나는 것을 알 수 있다.



(a) *Fn*=0.2



(b) *Fn*=0.3

Fig. 4.6 Comparison of added resistance of Wigley III hull, *A/L*=0.0063

4.1.2 S175 컨테이너선

S175 컨테이너선의 부가저항 계산에 앞서 부피 비 계산에 따른 운동응답을 비교하여 figure 4.7에 나타내었다. 고정된 파 기울기(H/λ=1/40)에 대하여 여러 파장에 따른 선수파 중 S175 컨테이너선의 상하동요 및 종동요의 운동응답을 실험 결과와 (Fonseca & Soares, 2004) 비교한 것이다. 상하동요 및 종동요를 제외한 나머지 운동은 구속된 상태로 계산하였으며, 시간간격은 입사파 주기의 1000분의 1로 초기 값을 주었고 CFL 값은 0.2로 주었다. 상하 및 종동요 모두 λ/L=1.5 근방에서 실험보다 약간 큰 운동 응답을 보이지만, 그 차이가 크지 않고 전체적인 경향이 실험과 일치하는 것을 알 수 있다. Wigley III 선형에 대한 결과와 마찬가지로 물체의 부피 비에 대해 평균을 취한 것과 취하지 않은 것의 차이는 무시할 정도이다.

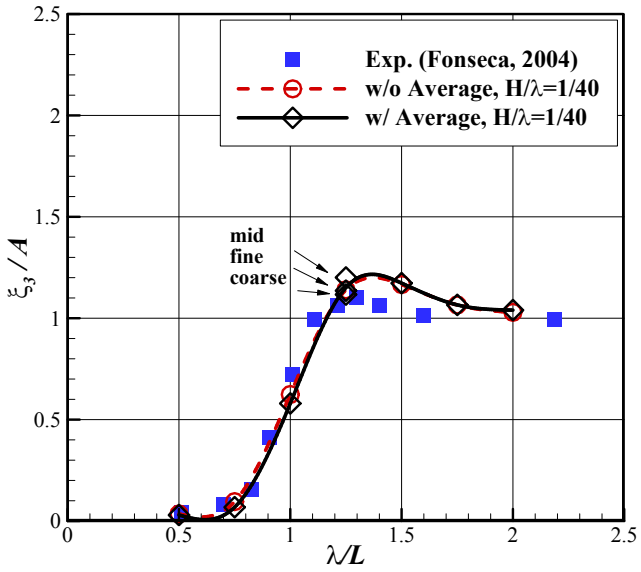
여기서 λ/L=1.25 경우에 대해서는 격자 의존도 테스트 결과를 같이 표기하였다. 계산 조건은 Table 4.1에 나와 있으며, 반폭 선형에 대해 계산을 수행하였고 전체 격자 수를 100만 개부터 300만 개까지 증가시켰다. 이 때, 유의할 점은 길이 방향과 높이 방향 격자에 대한 종횡비($\Delta x/\Delta z$)가 20보다는 작게 설정해야 한다. 이 값보다 커지는 경우 입사파가 정확하게 구현 되지 않는 문제점이 있다. 'Fine' 이후 격자에 대해서는 운동 응답의 차이가 무시할 정도이기 때문에 figure 4.7에는 'Fine' 격자에 대한 결과까지만 표시하였다. 격자를 조밀하게 함에 따라 수렴된 운동응답 결과를

얻을 수 있었고, 운동응답의 절대적인 크기를 비교해보면 격자에 대한 의존도는 크지 않다.

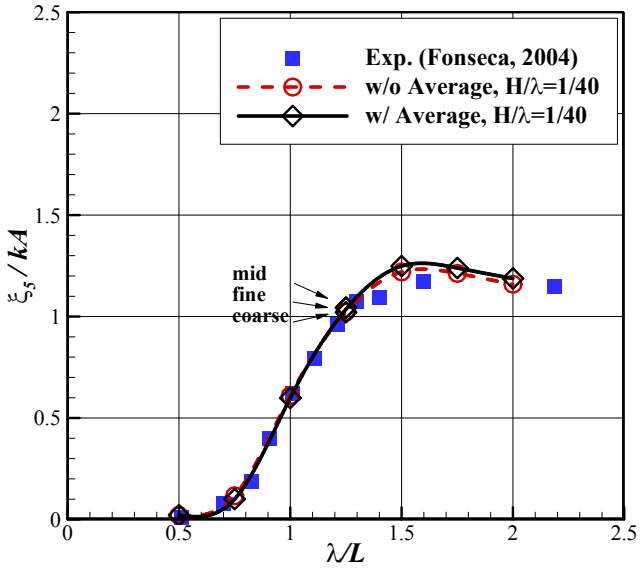
Table 4.1 Conditions for grid dependency test (S175 containership, Fn=0.25, λ/L=1.25)

Index	L/Δx	B/Δy	A/Δz	Total Mesh
Coarse	37.5	14.5	5.9	1,009,800
Mid	50.0	19.4	7.8	1,356,410
Fine	75.0	29.0	11.7	2,059,904
Fine_dy	75.0	40.0	11.7	2,446,136
Fine_dx	100.0	29.0	11.7	2,253,504
Fine_dxdz	100.0	29.0	16.7	3,116,080

Figure 4.8은 각 격자에 대해 계산 된 전후 방향 힘 신호를 비교한 것이다. 다른 격자 결과와 비교했을 때 ‘Coarse'와 'Mid' 격자에서 차이를 발견 할 수 있는데, 위상(phase)이 약간 이동하였고 중간 피크(peak)의 크기가 작은 것을 확인 할 수 있다. 운동응답 결과에서처럼 격자를 조밀하게 함에 따라 전후 방향 힘 또한 수렴하는 것을 알 수 있다.



(a) Heave



(b) Pitch

Fig. 4.7 Comparison of motion transfer function of S175 containership, *Fn*=0.25, *H*/*λ*=1/40

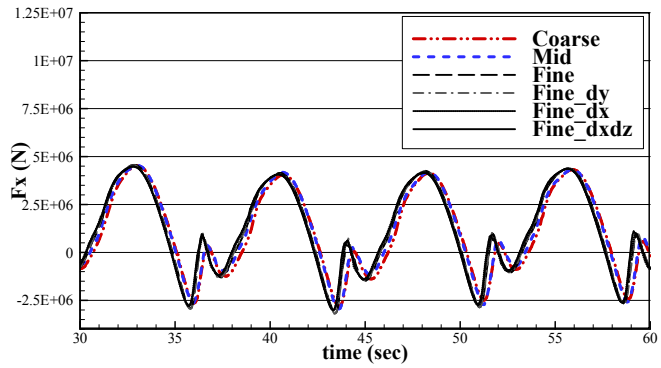


Fig. 4.8 Comparison of surge forces, S175 containership, Fn=0.25, λ/L=1.25, H/λ=1/40

Figure 4.9는 두 가지 다른 전진속도(Fn=0.2, 0.25)에 대한 파랑 중 부가저항 계산 값을 실험과 (Fujii & Takahashi, 1975; Nakamura & Naito, 1977) 비교한 것이다. 모든 파장에 대해 실험과 유사한 계산 결과를 얻을 수 있었고, Wigley III 선형과는 다르게 물체 부피 비에 대해 평균을 취한 것의 효과는 크지 않았다. 이는 Wigley III 선형의 경우 선수 및 선미에 두께가 거의 없는 부분이 존재하기 때문에 평균에 따른 물체 표현이 달라지지만, S175선형의 경우 선수 형상이 상대적으로 뭉툭하여 두 방법의 차이가 미미하기 때문인 것으로 판단된다.

파랑 중 부가저항 역시 운동 응답 결과와 마찬가지로 격자에 대한 의존도 결과를 같이 표기 하였으며, Fn=0.25, λ/L=0.75에 대한 계산 조건은 Table 4.2에 정리되어 있고, Fn=0.2, λ/L=0.5에 대한 계산 조건은 Table 4.3에 나와 있다. 격자를 조밀하게 함에 따라 파랑 중 부가저항 값이 실험에 근접하는 것을 알 수 있고, 그 변화하는 폭이

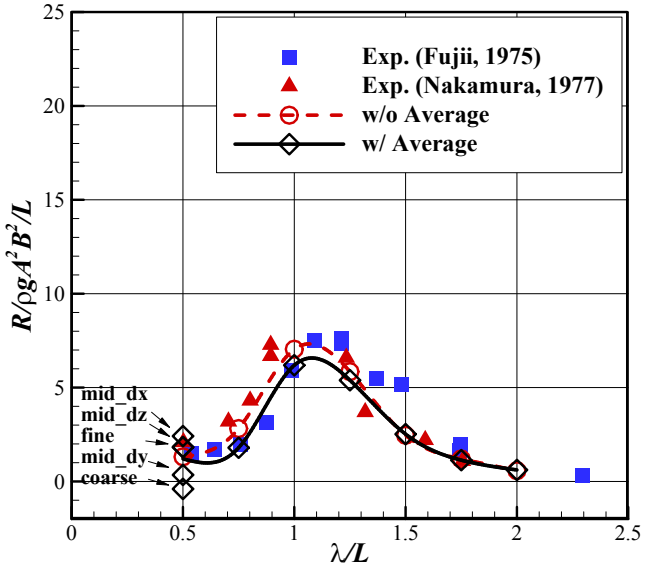
운동응답에 비해 민감하게 반응 하는 것을 알 수 있다. 특히, 격자에 대한 민감도는 공진 주파수 부근 보다는 단파장 영역에서 영향이 크게 나타났다.

Table 4.2 Conditions for grid dependency test, S175 containership, *Fn*=0.25, λ/L=0.75

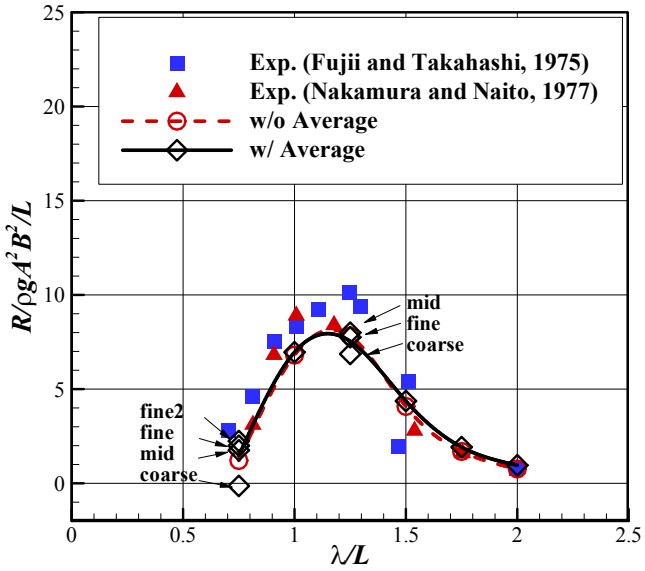
Index	L/Δx	B/Δy	A/Δz	Total Mesh
Coarse	39.4	14.5	5.0	1,812,200
Mid	52.6	19.3	6.7	2,542,512
Fine 1	78.9	29.0	10.0	3,333,275
Fine 2	100.0	29.0	10.0	3,965,675

Table 4.3 Conditions for grid dependency test, S175 containership, *Fn*=0.2, λ/L=0.5

Index	L/Δx	B/Δy	A/Δz	Total Mesh
Coarse	78.9	29.0	6.7	2,140,800
Mid_dx	145.8	29.0	6.7	2,899,200
Mid_dy	78.9	40.0	6.7	2,542,200
Mid_dz	116.7	29.0	10.9	3,000,512
Fine	145.8	40.0	10.9	3,970,696



(a) *Fn*=0.2

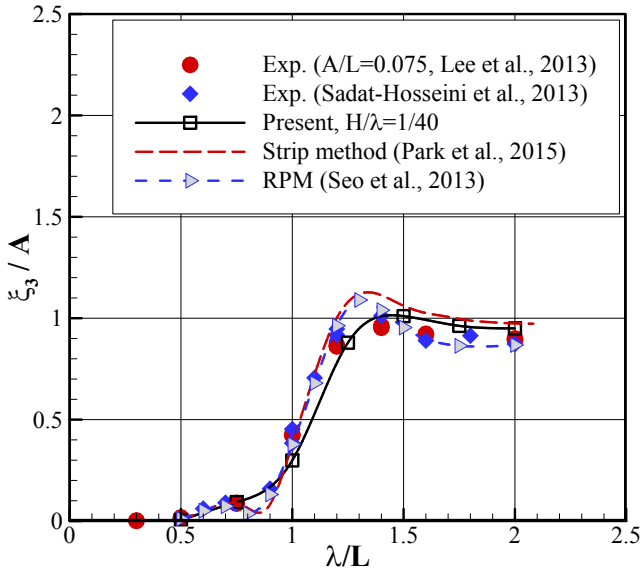


(b) *Fn*=0.25

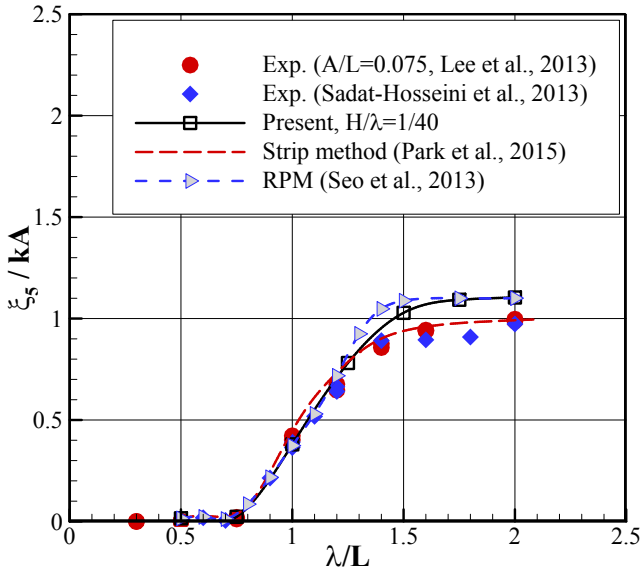
Fig. 4.9 Comparison of added resistance of S175 containership, *H*/*λ*=1/40

4.1.3 KVLCC2

앞선 계산 결과를 바탕으로 KVLCC2 선형에 대해서는 부피 비함수를 평균한 방법을 적용하여 운동과 부가저항을 계산하였다. 상하동요와 종동요 운동 응답은 figure 4.10에 나타내었다. 이 때, 비교 대상은 랜킨 패널법에 기반한 WISH ver. 2.3(Seo et al., 2013) 및 스트립 방법(strip method, Park et al., 2015)에 의한 계산 결과와 모형시험 결과(Lee et al., 2013; Sadat-Hosseini et al., 2013)이다. 장파($\lambda/L \geq 1.5$) 영역에서 종동요 운동 응답을 제외하면 모든 영역에서 수치해석 기법과 실험 결과가 일치하는 것을 알 수 있다. 장파 영역에서 종동요 운동 응답의 경우 본 연구의 결과와 랜킨 패널법의 수치해석 결과는 유사한데 비해 실험 결과는 약간 작은 운동 크기를 보여주고 있다. 이 영역에서 운동 응답의 크기는 전후방향 운동의 구속 여부에 따라 실험 결과가 달라지는 것으로 알려져 있으며 (Sadat-Hosseini et al., 2013), 실험의 경우 전후동요를 자유롭게 한 반면 두 수치 계산에서는 전후동요를 구속하고 계산하였다. 하지만, 무차원 값이 아닌 실제 종동요 값의 차이를 보면 실험과 수치해석의 결과는 차이가 그렇게 크지 않다.



(a) Heave



(b) Pitch

Fig. 4.10 Motion transfer function for KVLCC2, *Fn*=0.142, *H/λ*=1/40

Fn=0.142에 대한 파랑 중 부가저항 해석 결과는 figure 4.11에 정리하였다. 실선과 사각형 기호로 표시한 것이 본 연구의 계산 결과이고, 오른쪽 삼각형과 점선으로 표시한 것은 랜킨 패널법, 점선으로만 표시한 것은 스트립 방법을 이용한 계산 결과이다. 스트립 방법의 경우 단파장에서는 경험식을 통한 보정을 한 것으로 전 파장에 걸쳐 수치계산과 실험을 통한 파랑 중 부가저항 값이 유사하게 나타나는 것을 알 수 있다.

본 연구에서는 λ/L=0.5 경우에 대해서 3가지 다른 격자를 통해 파랑 중 부가저항을 계산하였다. 이 파장 조건에서는 선박의 운동은 무시할만한 수준이며, 선수에서 발생하는 산란 파가 중요한 성분이다. "dx0($L/\Delta x_{min}$=128)" 격자는 앞선 S175 경우에서 수렴된 결과를 보였던 격자와 같은 비율로 KVLCC2로 확장한 경우이다. "dx0" 격자와 "dx1 ($L/\Delta x_{min}$ = 160)" 및 "dx2 ($L/\Delta x_{min}$ = 280)" 격자의 유일한 차이는 선박의 길이 방향(x-방향) 격자 중 선수 부근의 격자만 다르다. 단순히 선수 부근의 길이 방향 격자를 조밀하게 함으로 인해 파랑 중 부가저항 값이 실험에 근접한 것을 알 수 있다. 즉, 격자의 작은 차이로 단파장 부가저항 값은 크게 차이 날 수 있음을 보여주는 결과이다. 파랑 중 부가저항 값이 다른 방향(상하동요 및 종동요)에 비해 힘의 크기가 작기 때문에 상하동요와 종동요 운동 응답이 수렴했다고 해도 정확한 파랑 중 부가저항 값의 계산을 위해서는 더욱 조밀한 격자가 요구된다.

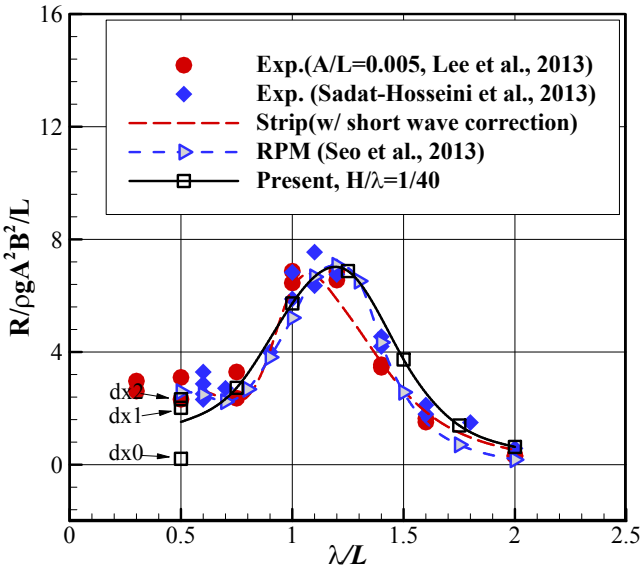


Fig. 4.11 Calculation of added resistance for KVLCC2, *Fn*=0.142, *H/λ*=1/40

Figure 4.12는 4분의 1주기 간격으로 선수 주변의 파형 변화를 3가지 격자에 대해 나타낸 것이고, 선수 근방에서 길이 방향에 대한 속도와 *y-z* 평면의 속도 벡터를 figure 4.13에 나타내었다. 전체적인 파형은 유사하지만, 선수 부근에서 파의 높이가 차이 나는 것을 알 수 있다. 단파장에서는 파고와 선체의 자세에 의한 상대 파고가 부가저항을 결정하는 데 중요한 요소이기 때문에 이러한 파고의 차이가 앞서 살펴본 부가저항의 차이로 나타났다고 판단된다. 이러한 단파장 영역에서의 부가저항 특성은 다음 절에서 더욱 상세하게 다루도록 하겠다.

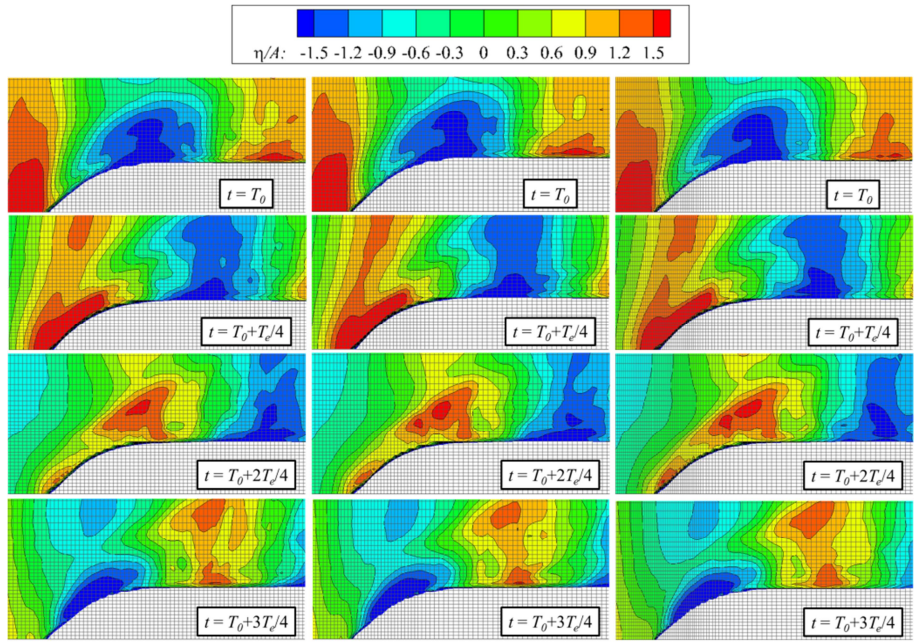
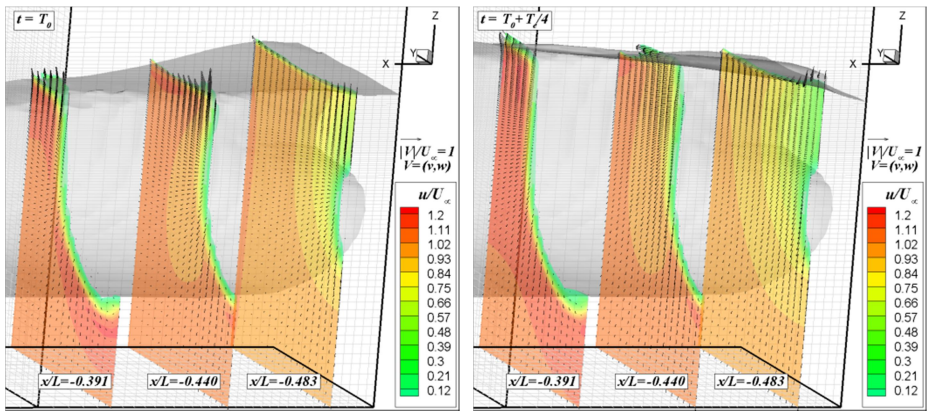


Fig. 4.12 Evolutions of wave contours near ship bow region for different grid systems, Fn=0.142, λ/L=0.5, H/λ=1/40, T_e/4 interval, from left dx0, dx1, dx2



(a) t=T_0 (b) t=T_0+T_e/4

Fig. 4.13 Instantaneous velocity fields near the ship bow region, axial velocity contours and velocity vector of y-z plane, Fn=0.142, λ/L=0.5, H/λ=1/40

앞서 살펴본 바와 같이 전산유체역학을 이용한 부가저항 계산에서 격자 구성은 정확한 부가저항 예측을 위해 매우 중요한 요소이다. 특히, 단파장 부가저항의 경우 반사되거나 산란되는 파장의 길이가 짧기 때문에 선수 주변 격자 구성에 주의가 요구된다. 지금까지 발표된 전산유체역학을 이용한 부가저항 계산에서 사용한 격자 정보를 Table 4.4에 정리하였다. 파랑 중 부가저항의 경우 관성력이 지배적이기 때문에 특별한 난류모델을 사용하지 않으며, 물체 주변의 경계층 계산을 위해 격자를 조밀하게 하지 않아도 실험과 유사하게 단파장에서 부가저항 값을 예측할 수 있다. Sadat-Hosseini et al. (2013)의 경우 난류 해석은 물론 프로펠러 단면의 유동을 계산하기 위해 많은 양의 격자가 사용된 것을 알 수 있다. 반면, 약 4백만개의 격자를 사용한 Guo et al. (2010)과 본 연구의 경우 입사파 생성을 위해 매우 유사한 격자를 구성하였고, Jeong (2013)과 Hu et al. (2014)의 경우 다른 계산에 비해 약간 적은 수의 격자가 파고 방향에 사용되었다.

상용코드인 Star-CCM+를 사용한 계산의 경우, 같은 KCS 선형임에도 불구하고 Simonsen et al. (2014)과 Kim et al. (2015)의 결과에서 차이가 나타났다. 특히, Simonsen et al. (2014)은 단파장 영역 부가저항에 대해 실험보다 작게 예측하였다. Simonsen et al. (2014)의 경우 파고에 대해서는 20개의 격자가 사용되었지만, 파장에 대해서는 Kim et al. (2015)의 경우보다 절반 정도 격자가 사용되었다. 이러한 격자 구성의 경우, 파고 방향과 파장 방향 격자 사이의 비가

지나치게 크기 때문에 입사파가 정상적으로 생성되지 않을 수 있다. 또한, overset 격자를 사용하였기 때문에 배경 격자와 물체 주변 격자 사이에 내삽 과정에서 수치적인 감쇠가 나타났을 것이라 판단된다.

직교 격자만을 이용하여 선박의 파랑 중 부가저항을 계산한 Jeong (2013)과 Hu et al. (2014)의 경우에 대한 격자 조건을 본 연구에서 사용한 격자 조건과 비교하여 Table 4.5에 정리하였다. Hu et al. (2014)의 경우 전폭 선형에 대해 계산을 수행하였기 때문에 다른 두 경우 보다 약 2배 많은 수의 전체 격자가 사용되었다. 물체 주변 격자에 대해 Jeong (2013)의 경우 다른 두 경우에 비해 선체 길이 방향 격자 수가 적은 것을 알 수 있고, 높이 방향으로도 성긴 격자가 사용된 것을 알 수 있다. 이러한 물체 주변의 격자는 직교 격자 내부에서 물체를 어떻게 처리하는 지에 따라 달라지는 것이기 때문에 기법에 따라 격자 구성이 달라 질 수 있다.

이러한 결과를 통해 선박의 파랑 중 부가저항을 정확하게 계산하기 위하여 입사파의 정확한 생성이 무엇보다 중요한 것을 알 수 있고, 이를 위해 파장과 파고에 사용되는 격자 수뿐만 아니라 둘 사이의 비율 또한 중요한 요소임을 다시 확인 할 수 있다. 다만, 물체 주변 격자의 경우 물체를 처리하는 방법에 따라 사용되는 격자가 달라 질 수 있기 때문에, Guo et al. (2010), Sada-Hosseini et al. (2013) 및 Simonsen et al. (2013) 등에 의해 수행된 바 있는 격자에 따른 불확실성에 대한 해석이 수반되어야 할 것이다.

Table 4.4 Summary of grid information for calculating added resistance

Paper	Ship	Grid	N_{total}	$\lambda/\Delta x$	$A/\Delta z$	Remark
Guo et al. (2010)	KVLCC2	Cartesian + Body fitted	4 M	70	11	
Sadat-Hosseini et al. (2013)	KVLCC2	Overset	38 M	110-190	22	
Jeong (2013)	KVLCC2	Cartesian	3 M	60	4.5	
Hu et al. (2014)	KVLCC2	Cartesian	8M	-	6	Full-body
Present	KVLCC2	Cartesian	4 M	65	12	
Simonsen et al. (2014)	KCS	Overset	18M – 28M	80	20	Star-CCM+
Kim et al. (2015)	KCS	Cartesian + Body fitted	-	160	20	Star-CCM+

Table 4.5 Summary of grid information for calculating added resistance using Cartesian-grid

Cartesian Grid	Ship	N_{total}	$\Delta x_{min}/L$	$\Delta y_{min}/L$	$\Delta z_{min}/L$
Jeong (2013)	KVLCC2	3 M	0.01	0.0025	0.0025
Hu et al. (2014)	KVLCC2	8 M	0.003	0.003	0.0015
Present	KVLCC2	4 M	0.0036	0.00625	0.000625

4.2 단파장 부가저항 해석

4.2.1 파고와 선수 형상의 영향

단파장에서는 선박의 운동이 매우 작아 무시할만한 수준이며, 이로 인해 선박에 의해 산란(diffraction)되는 파가 부가저항에 중요한 요소이다. 특히, 포텐셜 이론에서는 산란되는 파와 선체의 자세에 따라 결정되는 상대파고의 정수면(still water level)에 대한 선적분(line integral)이 단파장 부가저항의 지배적인 항이 되는 것으로 알려져 있다. 또한, 선수파인 경우 선박에 의한 산란은 주로 선수에서 발생하며, 때문에 선수 형상 역시 단파장 부가저항 해석에 중요한 요소가 된다. 이 때, 입사파의 파고가 증가함에 따라 정수면 상부의 선수 형상 역시 중요해 지며, 이러한 영향은 선형(linear) 해석에서는 고려할 수 없기 때문에 비선형 해석이 요구된다. 따라서, 이 장에서는 단파장 영역에 초점을 맞추고, KVLCC2 선형에 대해 기존에 제안된 바 있는 세 가지 다른 선수 형상에 대해 계산을 수행하였다. 이 때, 파고를 달리하여 선수 형상과 파고에 따른 단파장에서 부가저항 특성을 살펴보았다.

본 연구에서 고려된 세 가지 선수 형상에 대한 정면도를 figure 4.14에 나타내었고, 계산에 사용된 ‘Ax-bow”와 ‘Leadge-bow’에 대한 삼각형 표면 격자는 figure 4.15에 나타내었다. Ax-bow와 Leadge-bow에 대한 개념은 Matsumoto et al. (2000)에 의해 제안되었으며, 본 연구에서 사용한 선형은 Daewoo Shipbuilding & Marine Engineering

(DSME)에서 설계되어 Korea Research Institute of Ships and Ocean Engineering (KRISO)로부터 제공받았다 (Lee et al., 2015). 기존의 KVLCC2 선형과 비교했을 때, 'Ax-bow'의 경우 정수면 상부 형상이 선수 방향으로 '도끼' 형태로 돌출되어 있다. 다른 부분은 기존의 선형과 동일하다. 이에 반해 'Leadge-bow'는 구상선수(bulbous bow)에서 정수면 위쪽으로 연결되어 있다.

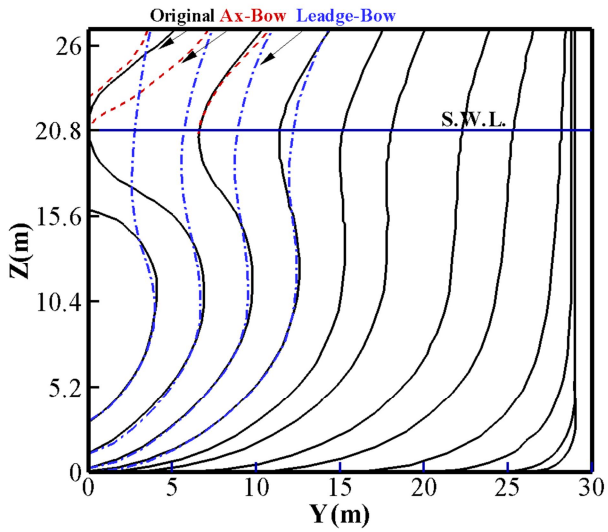
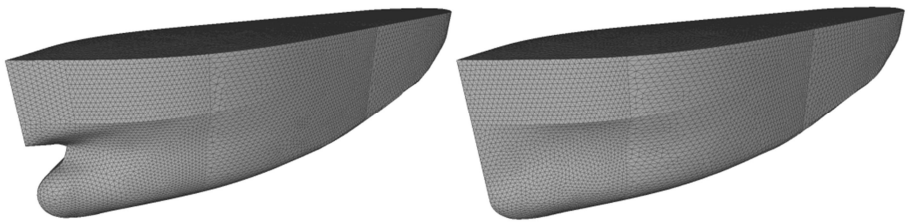


Fig. 4.14 Body plans for KVLCC2 with different bow shapes



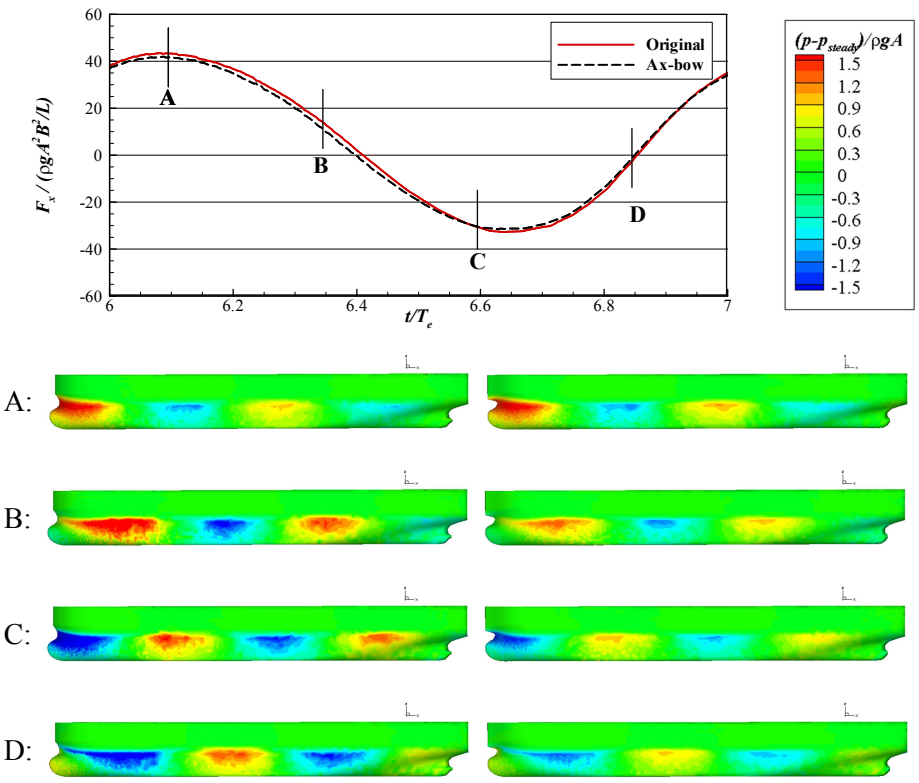
(a) Ax-bow (b) Leadge-bow

Fig. 4.15 Examples of surface triangle mesh for Ax-bow and Leadge-bow

입사파의 파고가 증가함에 따라 파의 비선형성이 중요해지며, 선수 근처에서 쇄파(breaking wave)가 발생할 수 있다. 이러한 파고의 영향과 선수 형상의 영향을 동시에 고려하기 위하여 고정된 파장에 대하여 네 가지 입사파의 파고(A/L=0.005,0.0075,0.01,0.0125)에 대한 단파장 부가저항을 계산하였다. 입사파의 파장은 선박 길이의 절반이고, 상하동요와 종동요 운동만 자유로우며 나머지 운동은 구속된 상태로 계산을 수행하였다.

Figure 4.16은 KVLCC2 선형과 Ax-bow 선형의 A/L=0.005인 경우에 대하여 선체 표면의 압력 분포를 시간에 따라 나타낸 것이다. 이 때, 전체 압력에서 정수 중 전진하는 경우에 얻어진 압력을 제외한 성분만 나타내었다. 파정(wave crest)이 선수에 위치하는 경우 가장 큰 압력 분포가 발생하며 유체 동압력과 비교했을 때, 약 1.5배 이상의 크기가 나타났다. 선형에 따라 비교하면 기존의 KVLCC2 선형에 비해 Ax-bow의 경우 압력의 분포하는 높이가 낮으며, 그 크기 역시 작은 것을 알 수 있다. 이러한 압력 분포를 통해 선체에 작용하는 저항을 계산 할 수 있으며, 파고와 선수 형상에 따른 전후 방향 힘 신호를 시간에 대해 figure 4.17에 나타내었다. 이 때, 정수 중에서 계산된 힘 역시 같이 나타내었으며, 앞서 살펴본 바와 같이 파랑 중 전진하는 경우 하중의 크기가 정수 중에 비해 상당히 큰 것을 알 수 있다. 또한, 파고의 제곱으로 무차원화 한 경우, 힘의 크기는 파고가 증가함에 따라 작아졌다. 선형에 따라서는 힘 신호의 형태나 크기가 같아 보이지만, 최대값이 나타나는 영역을 확대한

figure 4.18을 보면 부가저항 값에서 나타난 봐와 같이 기존 KVLCC2 선형에 가장 큰 힘이 작용하며, Ax-bow, Leadge-bow 순으로 최대값이 작아지는 것을 확인 할 수 있다.



(a) KVLCC2 (b) Ax-bow

Fig. 4.16 Comparison of pressure distribution on the ship hull: A-D (from top to bottom), T_e/4 interval

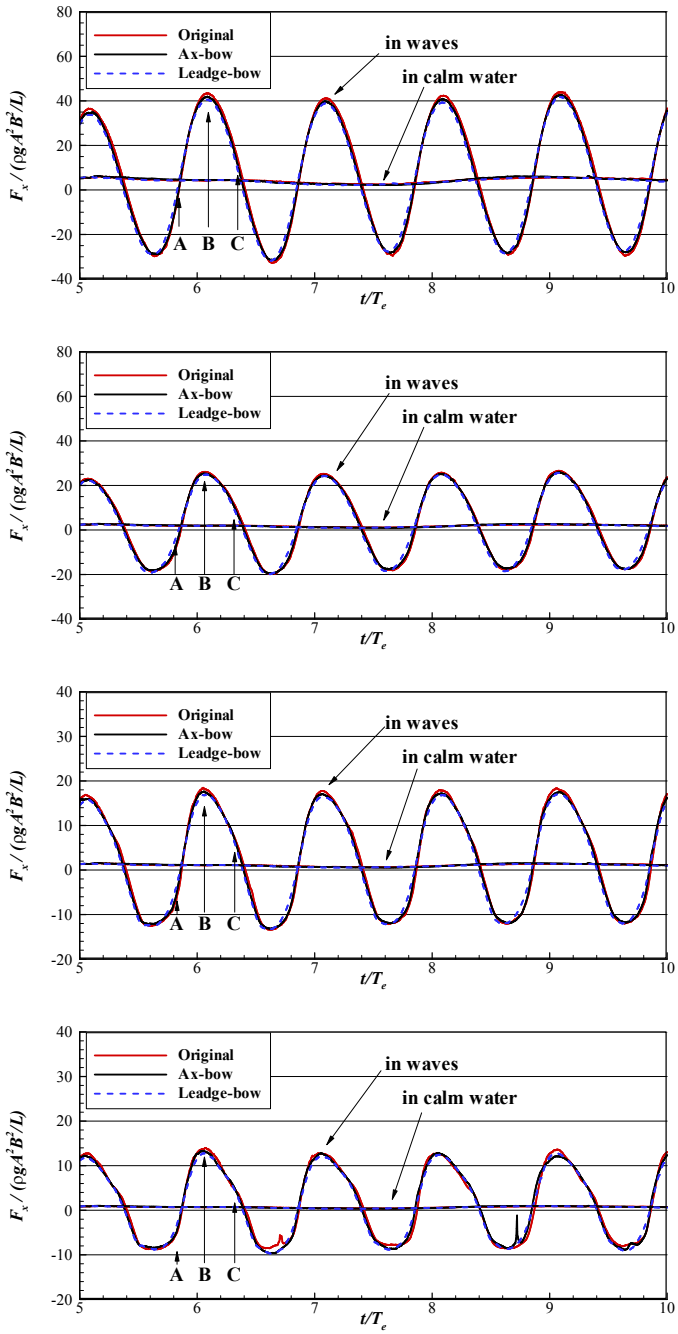


Fig. 4.17 Comparisons of surge force for KVLCC2 with different bow shapes: λ/L=0.5, kA=0.0628, 0.0942, 0.1257, 0.1571 (from top to bottom)

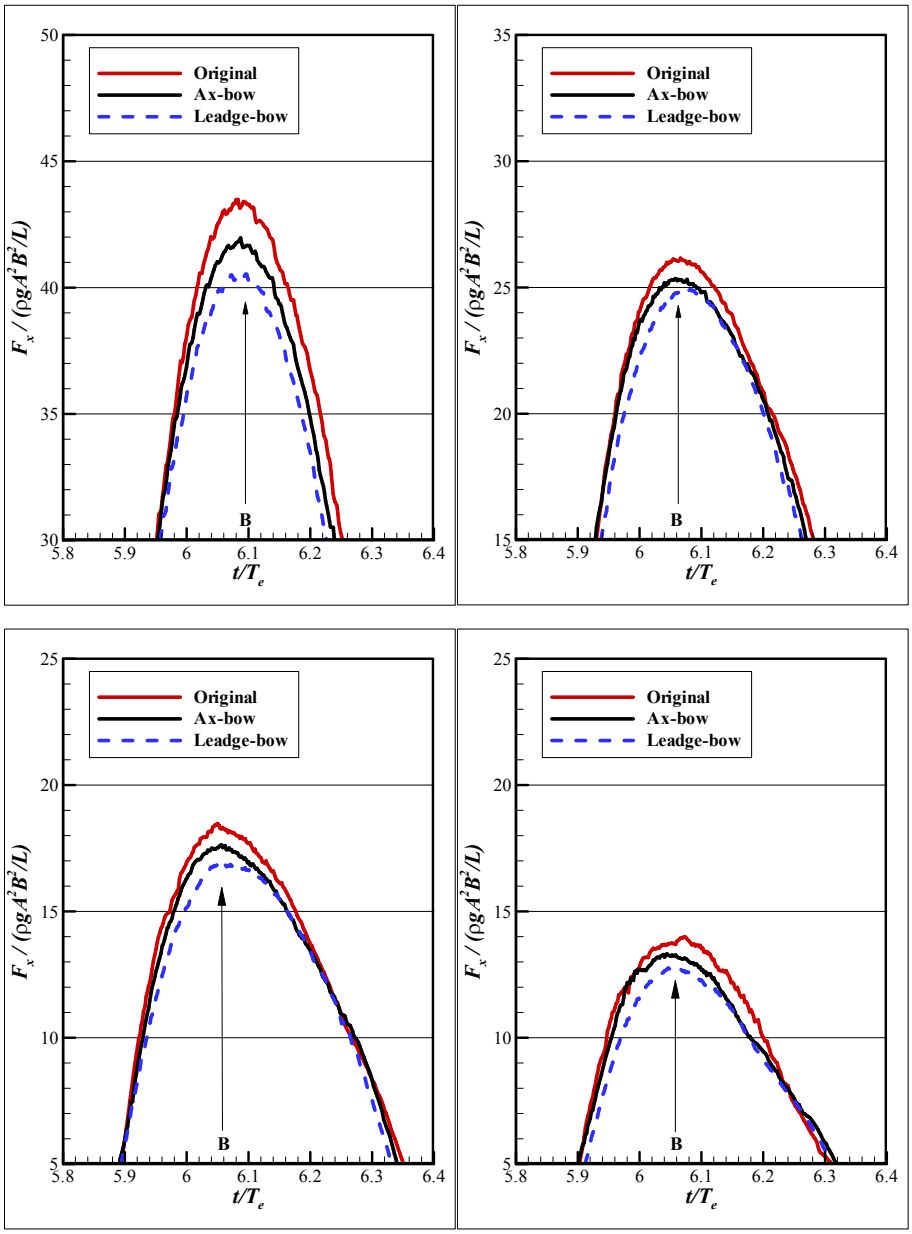


Fig. 4.18 Enlarged view of surge force for KVLCC2 with different bow shapes: λ/L=0.5, kA=0.0628 (upper left), 0.0942 (upper right), 0.1257 (lower left), 0.1571 (lower right)

Figure 4.19는 각 선수 형상에 대해 파고에 따른 무차원화 된 단파장 부가저항 값을 나타낸다. 속이 비어있는 기호는 Lee et al. (2015)에 의해 수행된 실험 결과이며, 이 때, 원 기호는 기존의 KVLCC2 선형, 삼각형은 Ax-bow, 사각형은 Leadge-bow를 의미한다. 마찬가지 방법으로 속이 찬 기호는 Hwang et al. (2013)의 실험 결과이고, 선으로 연결한 결과는 본 연구에서 개발된 프로그램을 이용한 부가저항 값이다. 또한, 랜킨 패널법(Seo et al., 2013)을 이용한 결과도 같이 도시하였다. 이 때, 랜킨 패널법의 경우 약한-비선형(weakly-nonlinear)성을 가정하고 부가저항을 계산했으며, 때문에 비선형 Froude-Krylov힘과 비선형 복원력만 고려되고 비선형 산란파에 의한 영향은 고려되지 않는다. 따라서, 기존의 KVLCC2 선형과 Ax-bow 선형이 같은 정수면 형상을 갖고 있기 때문에 랜킨 패널법의 경우 두 선형에 대해 동일한 결과를 보여준다.

본 연구에서 개발된 프로그램을 이용한 결과는 전체적으로 파고에 따라 실험과 유사하게 파랑 중 부가저항 값을 계산하였으며, Ax-bow의 경우 실험과 유사하게 기존의 선형에 비해 작은 부가저항 값을 보였다. 또한, Leadge-bow의 경우 모든 파고에서 가장 작은 부가저항 값이 나타났다. 앞선 S175 컨테이너선의 비선형 운동 결과와 유사하게 파고의 제곱으로 무차원화 한 단파장 부가저항 값은 파고가 증가함에 따라 감소하는 경향이 나타났다. 하지만, 실험 결과에서 보여지듯 단파장 부가저항 값은 같은 실험 조건에서도 다소 불확실성이 있으며, 특히 파고가 작을수록

반복성이 많이 떨어졌다. 수치해석 결과 역시 앞서 살펴본 바와 같이 격자에 따라 매우 민감하게 때문에 계산 결과를 설계에 적용하여 선박의 소요 마력 등을 예측하는 데 있어서 격자에 대한 불확실성 해석이 요구된다.

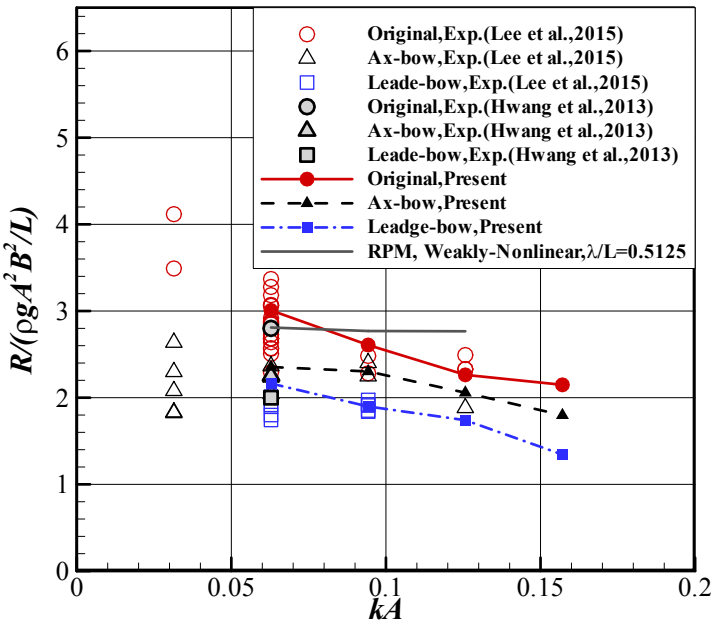


Fig. 4.19 Calculation of added resistance for KVLCC2 with different bow shapes: Fn=0.142, λ/L=0.5

선수 주변의 파형과 선체 표면의 압력 분포 특성을 파악하기 위하여, 위의 힘 신호에서 최대값(B)이 나타나는 시간을 기점으로 $\pm T_e / 4$ (A, C) 시간의 파형 및 압력 분포를 figures 4.20에서 4.25에 나타내었다. 이 때, 각 선형에 대해 두 가지 파고, kA=0.0628,

0.0942에 대한 결과를 보여주고 있다. 여기서 물체 표면의 압력은 전체 압력에서 정수 중 압력을 뺀 값으로, 다음과 같이 부가압력(added pressure, Δp)을 정의할 수 있다.

$$\Delta p_l(t) = p_l^{in\ wave}(t) - p_l^{in\ calm\ water};\ l = 1,2,\cdots,nFace \tag{4.1}$$

여기서 아래 첨자 l은 물체 표면을 나타내는 삼각형 인덱스이고, 위 첨자 'in wave'와 'in calm water'는 파랑 중과 정수 중을 의미한다. 이러한 부가압력을 시간에 대해 적분하고 전체 선체에 대해 면적분을 수행하면 부가저항 값이 도출된다.

먼저 파형에 대해 실험과 계산 결과를 비교하면, 기존의 KVLCC2 선형의 경우 낮은 파고에서도 쇄파가 발생하는 것을 확인 할 수 있는데, 파고가 커지면 overturning 형태의 쇄파 형상을 더욱 선명하게 볼 수 있다. 이 때, 쇄파가 선수 전 영역에 걸쳐 나타나며, 특히 선수 앞쪽으로 쇄파가 발생하는 것을 알 수 있다. 이러한 경향은 계산 결과에서도 유사하게 나타나지만, 실험에서 관찰되는 얇은 막 형태의 쇄파형상은 계산 결과에서는 나타나지 않는다. 이러한 얇은 막 형태의 자유표면을 계산하기 위해서는 이에 맞는 격자가 요구되며, 표면 장력과 같은 물리적 모델링이 추가되어야 한다.

이에 반해 figures 4.22와 4.23에 나타낸 Ax-bow의 경우 기존의 KVLCC2 선형에서와 유사하게 쇄파가 발생하지만, 선수 방향으로 돌출 된 형상으로 인해 쇄파가 좌우로 갈라지는 것을 확인 할 수

있다. Ax-bow의 초기 아이디어는 선수에서 발생하는 반사파의 방향을 선체의 진행 방향에 대해 양 옆으로 보내어 저항을 감소시키는 것으로, 쇄파 현상에서도 유사한 경향이 나타나는 것을 알 수 있다.

Leadge-bow의 경우는 기본적으로 선수 중앙부에서 관측되는 static swell-up 높이가 다른 두 선형에 비해 높지 않고, 파고가 증가하여 쇄파가 발생하는 경우에도 쇄파가 선수 중앙보다 옆으로 치우친 지점에서 발생하는 경향이 있다. 이는 Leadge-bow 선수 형상이 다른 두 선형에 비해 날카롭기 때문에 Ax-bow와 유사하게 입사되는 파를 선수 중앙에서 양 옆으로 밀어내어 나타나는 현상으로 판단된다. 또한, 구상선수에서 선수 위쪽으로 연결되어 있기 때문에, Ax-bow에 비해 좌우로 밀어내는 물의 양이 증가할 것이다.

이렇게 파가 좌우로 갈라지면서 궁극적으로 부가압력의 분포가 달라지게 되는데, 기존의 KVLCC2 선형의 경우 힘의 최대값이 나타나는 'B' 순간에 부가압력의 분포가 정수면 위쪽으로 넓게 분포되어 있다. 또한, 선수 중앙에서 선체 중앙으로 이어지는 영역에 걸쳐 길이 방향 분포가 나타나는데 비해, Ax-bow 형상의 경우 선수 중앙부에서 부가압력이 거의 0에 가까운 것을 알 수 있고, 이로 인해 단파장 부가저항이 기존의 KVLCC2 선형에 비해 작아졌다고 판단된다. Leadge-bow 역시 선수 중앙부에서 전체적으로 부가압력이 낮게 분포하며, 전체적인 부가압력 값 역시 앞선 두 경우에 비해 낮은 것을 알 수 있다.

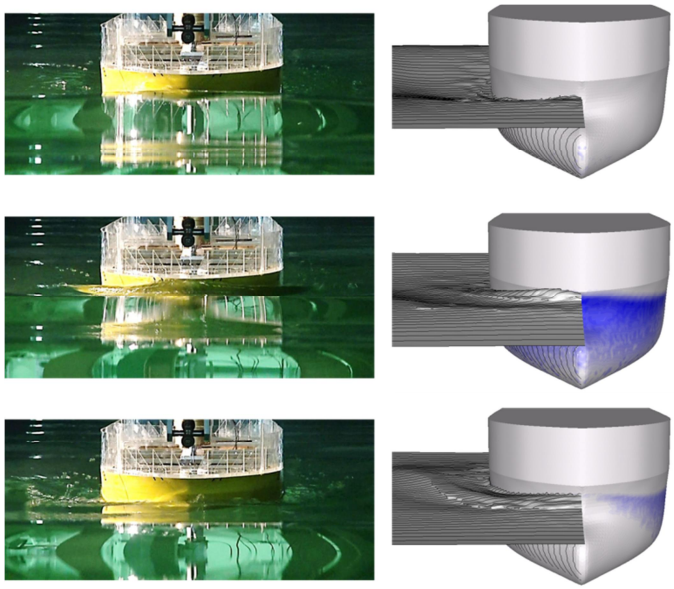


Fig. 4.20 Comparison of free-surface shape for KVLCC2: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right)

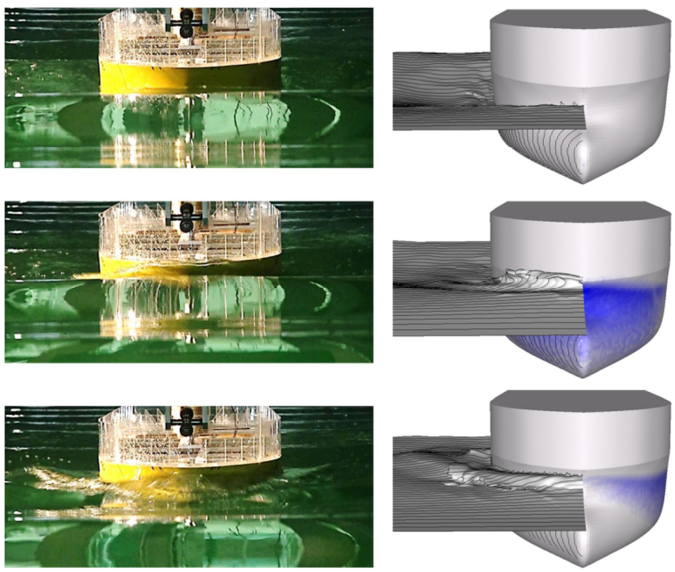


Fig. 4.21 Comparison of free-surface shape for KVLCC2: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right)

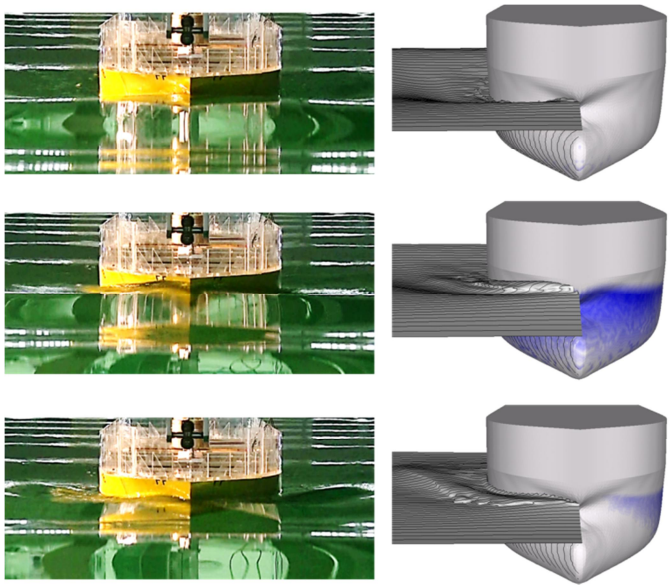


Fig. 4.22 Comparison of free-surface shape for Ax-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right)

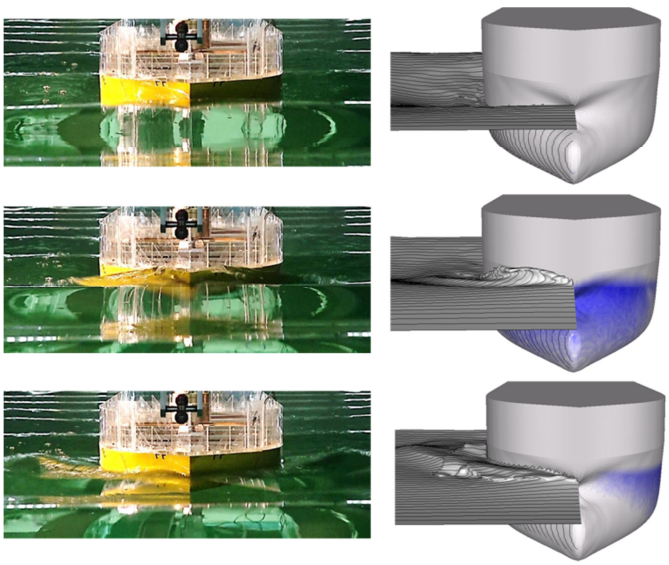


Fig. 4.23 Comparison of free-surface shape for Ax-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right)

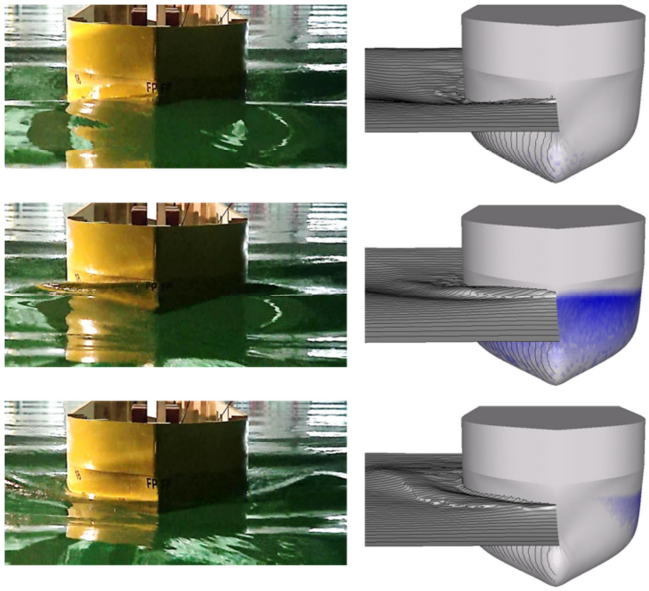


Fig. 4.24 Comparison of free-surface shape for Leadge-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0628, experiment (left) and computation (right)

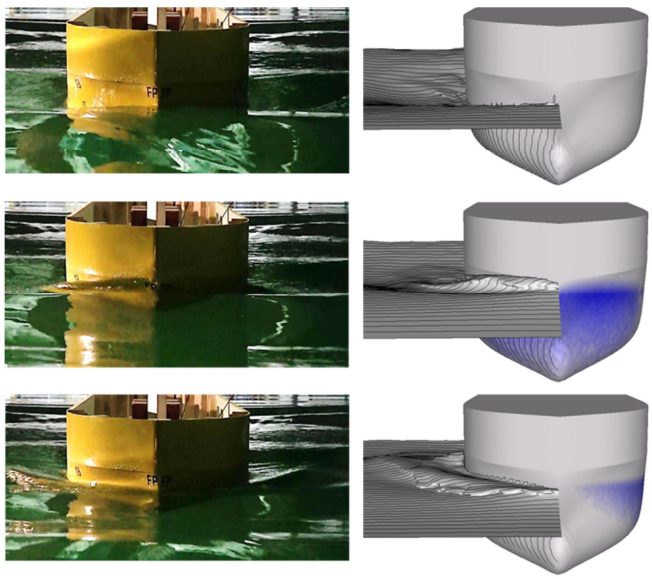


Fig. 4.25 Comparison of free-surface shape for Leage-bow: Fn=0.142, λ/L=0.5, kA=0.0942, experiment (left) and computation (right)

선체 표면에서 계산 된 부가압력을 시간에 대해 평균을 취하면 궁극적으로 부가저항 값에 영향을 주는 부가압력의 평균 값에 대한 분포를 얻을 수 있다. 각 선형과 파고에 대해 선체 표면에서 부가압력의 평균 값을 figures 4.26과 4.27에 나타내었다. 결과에서 알 수 있는 점은 지배적인 부가 압력이 자유표면 근처에 분포하는 것이며 더불어 높이 방향 기준선이 정수면(z=0)이 아닌 정수면 위쪽에 특정한 파고를 따라 분포하는 것이다. 이 기준선은 정수 중 얻어진 파고와 연관이 있으며, 이 기준선을 중심으로 부가압력이 상하로 분포하는 것을 알 수 있다. 또한, 기준선에서 부가압력의 최대값이 나타나며, 그 크기는 동수압 (hydrodynamic pressure), ρgA의 약 절반인 것을 알 수 있다. 파고가 증가하면 상하로 분포하는 면적이 증가하지만 형상은 파고에 상관없이 유사하다.

선형(linear) 이론에서 선박의 운동을 무시하는 경우 파랑 중 부가저항은 정수면 위쪽 파고 높이에 대한 정수압 및 선형 포텐셜에 의한 1차 동수압의 선적분에 대한 항과 정수면 아래쪽 면적에 대한 2차 동수압의 면적분으로 합으로 표현된다. 위에서 살펴본 부가압력 평균값의 분포는 첫 번째 선적분과 관계된 것으로 이해 할 수 있다. 다만, 그 기준선이 정수면(z=0)이 아닌 특정 파고를 중심으로 분포하는 것이 선형 이론과 다른 점이다.

이러한 부가압력 분포는 선수 중앙에서 선체 중앙부로 이동하면서 값이 작아지는 경향이 있으며, 선형에 따라 유사한 경향을 보인다. 다만, 선수 형상에 따라 선수 중앙부에서 차이가

발생하는데, 앞서 선수 부근 파형을 통해 관찰한 바와 같이 Axbow의 경우 선수부가 날카로워 파가 옆쪽으로 갈라지기 때문에 부가압력 분포 역시 옆쪽으로 갈라지는 형태를 보인다. 반면, Leadge-bow는 기존 KVLCC2와 유사한 분포 형태를 나타내지만, 선수 중앙부에서 부가압력의 크기가 작고 전체적인 부가압력의 크기가 다른 두 선형에 비해 작은 것을 알 수 있다. 이러한 부가압력 분포 특성은 결국 선수의 비대한 정도(bluntness)에 따라 부가저항 값이 달라 질 수 있으며, 날카로운 선수 형상 일수록 부가저항 값이 작아지는 것을 예측 할 수 있다.

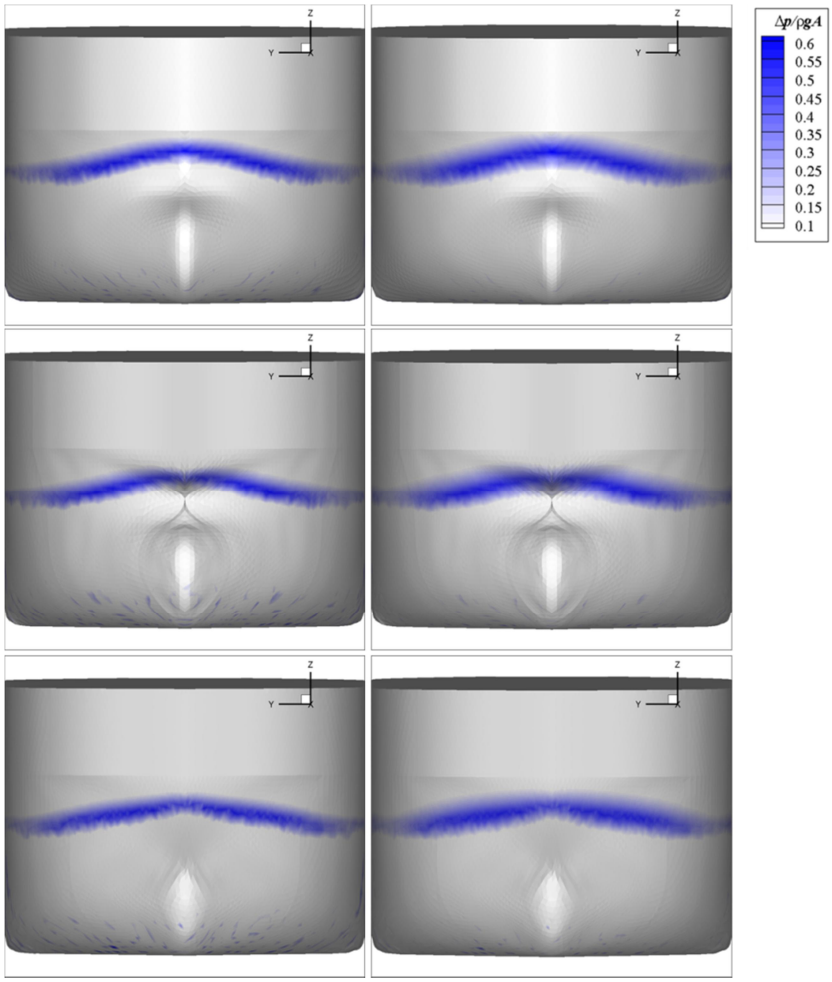


Fig. 4.26 Comparisons of distribution of added pressure on ship surface: KVLCC2 (top), Ax-bow (middle), Leadge-bow (bottom), kA=0.0628 (left) and kA=0.0942 (right)

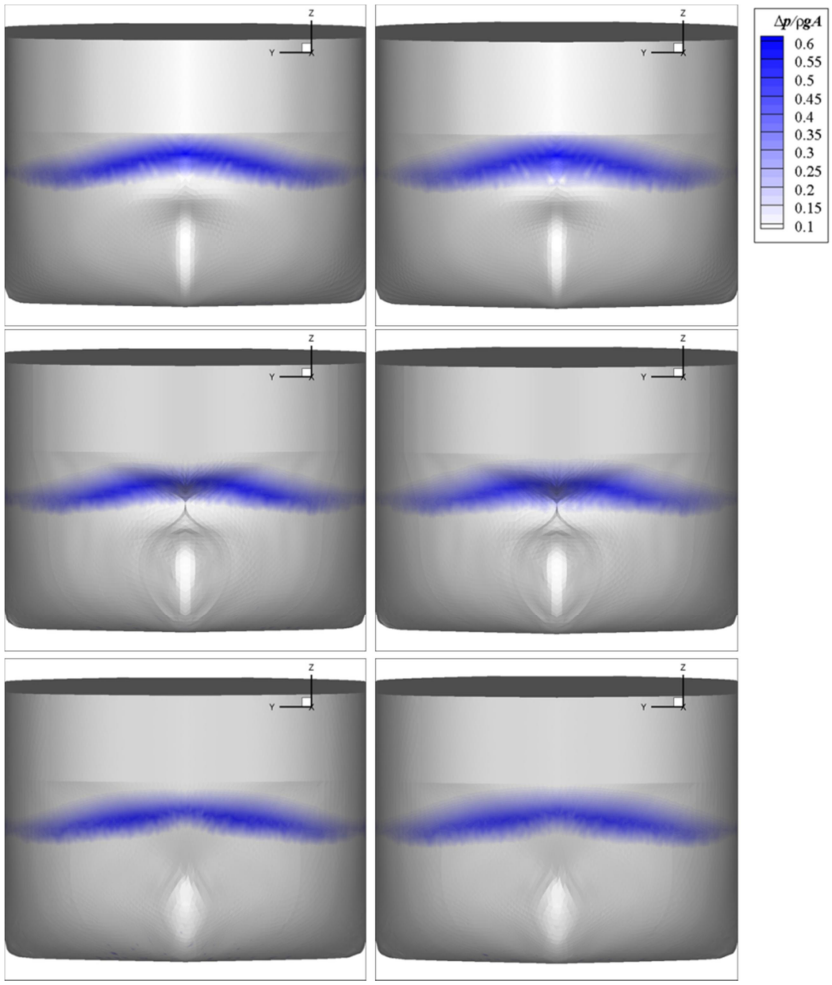


Fig. 4.27 Comparisons of distribution of added pressure on ship surface: KVLCC2 (top), Ax-bow (middle), Leadge-bow (bottom), kA=0.1257 (left) and kA=0.1571 (right)

4.2.2 단파장 부가저항 이론식 및 경험식 고찰

Faltinsen et al. (1980)에 의해 유도된 단파장에서 부가저항 식은 선수 파에 대해 다음과 같이 쓸 수 있으며, 이에 대한 자세한 유도는 부록 B에 정리하였다.

$$R = \frac{1}{2}\rho g A^2 \left(1 + \frac{2\omega U}{g}\right) \int_L \sin^2\theta n_1 dl \tag{4.2}$$

여기서 적분 구간 L은 입사파가 도달하지 않는 'shadow region'을 제외한 영역이며, 선수파인 경우 선수에서 중앙 평행 부까지로 정의된다. 전후 방향 힘을 고려하는 경우, $n_1 = \sin\theta$ 이며, θ는 선박의 진행 방향과 선체 표면이 이루는 각으로 2차원인 평면에 대해 figure 4.28과 같이 정의 할 수 있다. 여기서 +x는 선수파의 진행방향이고, (s,n) 좌표는 선체 표면에서 정의된 국부 좌표계로, +n은 선체 표면의 법선 벡터로 유체에서 물체 안쪽으로 정의된다. +s는 선체 표면의 접선 벡터이다.

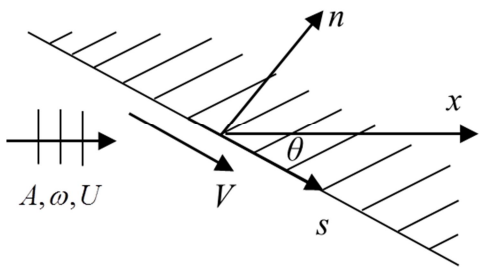


Fig. 4.28 Two-dimensional flow situation and local coordinate system

단파장에서의 부가저항을 계산하는 다른 방법으로, 고정된 수직의 원기둥에 가해지는 표류력에 대한 식을 선박에 적용할 수 있도록 몇 가지 가정을 통하여 파의 반사에 대한 보정계수, α_d와 전진 속도에 대한 보정계수 $1+\alpha_U$를 적용한 경험식을 Fujji & Takahashi (1975)가 제시한 바 있다. 최근에 일본의 National Maritime Research Institute(NMRI) 에서는 Fujji & Takahashi (1975)의 식을 기본으로 하되, 여러 실험값을 사용하여 보정계수의 보완한 식을 다음과 같이 제시하였다 (Tsujimoto et al., 2008; Kuroda et al., 2008).

$$R = \frac{1}{2}\rho g A^2 \alpha_d (1+\alpha_U) \int_L \sin^2\theta n_1 dl \tag{4.3}$$

여기서 각 보정계수는 다음과 같이 정의된다.

$$\alpha_d = \frac{\pi^2 I_1^2\left(\omega_e^2 d/g\right)}{\pi^2 I_1^2\left(\omega_e^2 d/g\right) + K_1^2\left(\omega_e^2 d/g\right)} \tag{4.4}$$

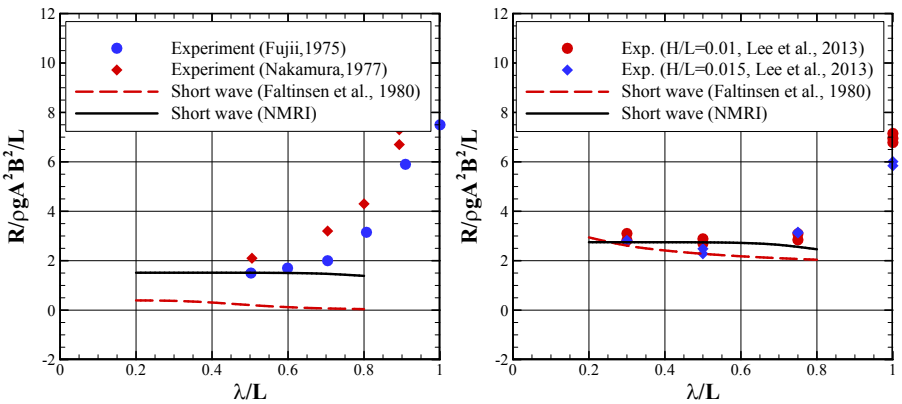
$$1+\alpha_U = 1+C_U Fn \tag{4.5}$$

$$B_f = \frac{1}{B}\int_L \sin^2\theta n_1 dl \tag{4.6}$$

여기서 I_1과 K_1은 각각 1차의 수정된 Bessel 함수 제1종과 2종을 의미하고, ω_e는 조우주파수를 뜻한다. 또한, d와 B는 선박의 흘수와 폭을 뜻한다. 선박의 전진 속도에 대한 보정 계수, α_U는 Fn의 함수로 비례상수를 C_U로 정의하였고, 이는 실험을 통해 도출해야 한다. Fujji

& Takahashi (1975)의 식과 비교했을 때, 이 경험식의 보완점이라고 할 수 있는 부분은 반사계수, α_d에 대한 식에서 전진속도를 고려한 파수(wave number)를 사용한 점, 전진 속도에 대한 보정계수에서 실험 값을 반영한 식을 사용한 점이다.

위의 이론적 방법 및 경험식을 통해 단파장에서 부가저항을 계산한 두 가지 전형적인 계산 예제를 figure 4.29에 나타내었다. S175 컨테이너선은 *Fn*=0.2인 경우이며, KVLCC2 선형은 *Fn*=0.142인 경우이다. 이론식에 의한 결과는 비교적 날씬한 선형인 S175 컨테이너선에 대해서는 실험 보다 부가저항을 작게 예측하였지만, 뭉툭한 선형인 KVLCC2 선에 대해서는 실험과 유사한 것을 알 수 있다. 실험에 의해 보정계수를 도입한 NMRI 식은 두 선형 모두에 대해 실험과 유사한 결과를 보인다.



(a) S175 containership, *Fn*=0.2 (b) KVLCC2, *Fn*=0.142

Fig. 4.29 Added resistance in short waves using asymptotic and empirical formulas

이론식에 대한 검토를 위해 유도과정에서 가정들을 살펴볼 필요가 있다. 첫 번째 중요한 가정은 주어진 선박을 정수면에서의 단면을 갖는 고정된 무한한 벽면으로 치환하는 것이다. 하지만, 앞서 부가압력의 분포를 통해 살펴본 바와 같이 실제 부가저항에 미치는 부가압력은 정수면이 아닌 정수 중 전진하는 선박에서의 정상 유동 파고를 기준으로 분포하였다. 따라서 입사파의 평균 위치가 정수면이 아닌 정상 유동의 파고가 되며, 이를 적용하여 자유표면 경계조건을 유도할 수 있다 (Newman, 1978; Bunnik, 1999). 또한, Bunnik (1999)는 이러한 경계조건을 랜킨패널법에 적용하여 단파장에서 부가저항 값의 정확도를 높인 바 있다. 하지만, 수정된 자유표면 경계조건을 적용하기 위해서는 정상 유동의 포텐셜 성분을 알아야 하고, 이론적으로 해석하기에는 많은 어려움이 따른다. 따라서, 본 연구에서는 기존의 Faltinsen et al. (1980)에서 적용한 가정을 일부 수정하여 정상 유동의 파고에 대한 단면을 정수면으로 투영 시켜 이 단면에 대한 수선(waterline) 적분을 수행하였다. 결과적으로 이러한 수정은 선수의 비대 정도(bluntness)를 변화시키는 효과가 있다. 하지만, 단순히 비대 정도가 증가한다고 해서 이론식이 S175 컨테이너선과 같은 형태에 대해 향상된 결과를 보여주지는 않으며, 국부 정상 유동속도와 관련된 수정이 필요하다.

이론식 유도에서 또 다른 중요한 가정은 국부 정상 유동속도, V와 관련 있다. 일반적인 경우에 대해 정상 유동속도를 찾는 것은 매우

복잡한 일이기 때문에 Faltinsen et al. (1980)에서는 국부 정상 유동을 다음 식과 같이 단순히 물체의 접선 방향, s에 대한 선체의 전진속도 성분으로 가정하였다.

$$V = U\cos\theta \tag{4.7}$$

하지만 앞서 정수면을 정상 유동의 파고에 대한 단면으로 수정하였기 때문에, 이에 맞춰 정상 유동의 파고 높이에서 접선 방향 유동 속도, V_t를 적용하여 그 영향을 검토하였다. 정상 유동의 파고 높이에서 속도는 베르누이 식으로부터 유도될 수 있고, 선체의 기하학적인 조건과 자유표면 경계 조건을 통해 다음과 같이 구할 수 있다 (Noblesse et al. 1991).

$$V = V_t = \frac{\sqrt{U^2 - 2g\eta_0}}{\sqrt{1 + \eta_{0x} / \cos^2\theta / \cos^2\gamma}} \tag{4.8}$$

여기서 η_0 는 정상 유동에서 파고를 의미하고, x에 대한 함수이다. 접선 방향 속도를 구하기 위해 사용된 변수는 다음과 같이 정의된다.

$$\eta_{0x} = \frac{d\eta_0(x)}{dx} \tag{4.9}$$

$$\gamma = \arcsin(-n_3) \tag{4.10}$$

여기서 n_3는 선체 법선 벡터의 수직방향 성분을 의미한다.

위와 같이 국부 정상 유동 속도를 적용하여 이론식을 통한 단파장 부가저항을 계산하기 위해서는 다음 식을 사용해야 한다 (Faltinsen et al. 1980).

$$R = \int_L d\bar{R} n_1 dl \tag{4.11}$$

$$d\bar{R} = \frac{1}{2}\rho g A^2 \left(\frac{1}{2}\frac{k_1}{k} - \frac{1}{2}\cos^2\theta + \frac{1}{2}\frac{k_2}{k}\sin\theta \right) \tag{4.12}$$

여기서 k_1과 k_2는 다음과 같다.

$$k_1 = \frac{\left(\omega_e - Vk\cos\theta\right)^2}{g} \tag{4.13}$$

$$k_2 = \sqrt{k_1^2 - k^2\cos^2\theta} \tag{4.14}$$

여기서 k는 입사파의 파수(wave number)를 의미한다. 이 때, 국부 정상 유동의 속도에 따라 k_2값이 허수가 되는 영역이 존재하는데, k_2는 선체에 의해 반사되어 나가는 파의 파수로 허수가 되는 영역은 반사가 발생하지 않는 영역을 뜻하고, 이 영역은 수선 적분에서 제외된다. 위의 식에서 $V = U\cos\theta$ 를 대입하고, 고차 항을 무시하면 식 (4.2)가 유도된다.

이제 문제는 정상 유동의 파고, η_0 를 결정하는 것이다. 본 연구에서는 두 가지 접근 방법을 사용하였다. 하나는 본 연구에서

개발된 프로그램을 사용하여 정수 중 전진하는 선박 문제에 대한 선체 표면에서 파고를 계측하는 것이다. 하지만, 직교 격자를 이용하여 정상 유동의 파고를 계산하기에는 시간이 많이 소요되기 때문에 실제 설계에 적용하기에는 무리가 있다. 따라서, 실용적인 방법이 요구되는데, 이를 위해 Noblesse et al. (2008)에 의해 제안된 단순한 이론식을 사용하였다 (부록 C 참조). 이 이론식은 실험 결과와 물리적 관계 등을 이용하여 쐐기 형태의 선수형상에 대해 선수 근방의 파형을 예측하는 모델이다.

Figure 4.30은 S175 컨테이너선에 대해 Fn=0.2인 경우 위의 방법으로 얻어진 정상 유동의 파고를 나타낸다. 쐐기 모델을 이용한 식의 경우 입사 각도(entrance angle)을 정의해야 하는데, Noblesse et al. (2006)에 의해 제안된 $Y = \pm Y(X)$ 로 정의된 일반적인 선형에 대한 실질적 입사 각도(effective entrance angle), $\bar{\alpha}_E$ 와 선수 길이 L_b는 다음과 같이 정의 된다.

$$\tan \bar{\alpha}_E = \frac{3}{L_b^3} \int_{-L_b}^{0} (XY) dX \tag{4.15}$$

$$L_b / d = 2F_d^2 / (1 + F_d) \tag{4.16}$$

여기서 d는 흘수를 의미하며, $F_d = U / \sqrt{gd}$ 이다. 위의 방법으로 S175 선형에 대해 입사 각도를 계산하면 약 11°가 된다. 하지만 전산유체역학(CFD) 결과와 비교하면 선수에서 파고가 낮게 예측되는데, 이러한 차이가 발생한 이유는 Noblesse et al. (2008)에

의해 제안된 식이 쐐기 형상으로부터 유도된 식으로 실제 선형과는 차이가 있을 수 있고, 또한 S175 컨테이너선의 경우 정수면 위쪽으로 큰 플레어(flare) 각을 갖고 있기 때문에 단순한 이론식으로 정확한 선수 파형을 예측하는 데 한계가 있기 때문이다. 또한, 쐐기 형상에 대한 선수 파형 식은 정수면과 만나는 지점까지만 예측이 가능하며, 그 이후로는 z=0으로 가정하였다. 하지만 전산유체역학(CFD) 계산 결과에서 알 수 있듯이, 선수에서 정수면 위쪽으로 올라갔던 파형이 정수면 아래로 내려온 후 다시 상승하는 구간이 존재한다. 이러한 파고의 차이는 figure 4.30에 같이 나타낸 선체 길이 방향에 대한 국부 정상 속도의 차이를 야기한다. 기존의 정수면(z=0)을 기준으로 Faltinsen et al. (1980)의 가정에 따라 속도를 계산한 경우, 선수에서 약간의 변화를 제외하고 거의 일정한 국부 정상 속도 분포를 보인다. 이에 반해 정상 유동의 파고에 따라 속도를 다르게 한 경우 파고가 정수면 보다 높은 영역에서 선박의 전진 속도 보다 낮은 국부 정상 속도를 보인다.

이렇게 구해진 정상 상태 파고를 이용하여 정수면 상부 선형을 고려한 단면을 계산하면 figure 4.31과 같은 결과를 얻는다. S175 선형의 경우 큰 플레어 각으로 인해 정수면 상부로 갈수록 단면의 면적이 증가하는 것을 알 수 있고, 선수 부근 파고에 따라 약간의 차이가 나타나는 것을 알 수 있다.

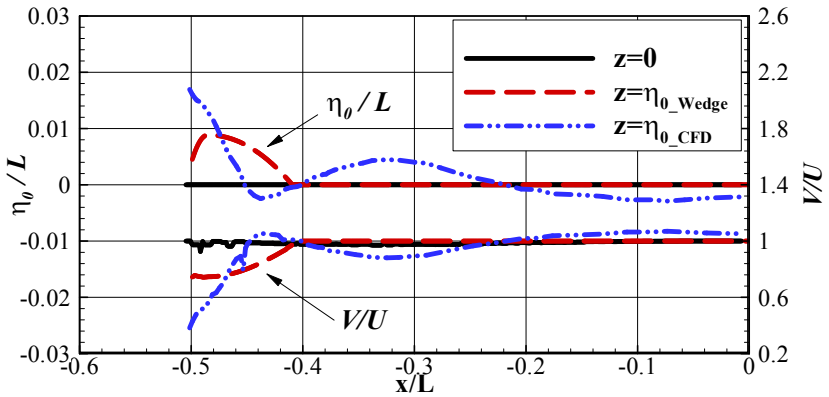


Fig. 4.30 Comparison of steady wave elevation of S175 containership with *Fn*=0.2 between wedge approximation and present computation

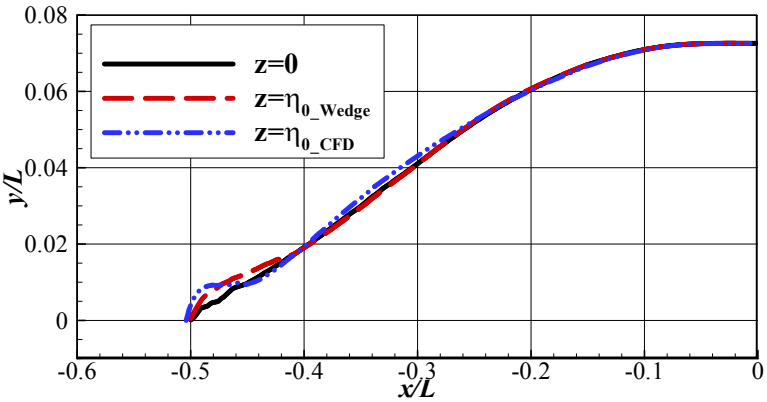


Fig. 4.31 Comparison water plane area of S175 containership

S175 컨테이너선에 대해 단파장 부가저항을 앞서 설명한 방법들을 적용하여 계산하여 그 결과를 figure 4.32에 나타내었다. 앞서 언급한 바와 같이 기존의 이론식은 실험에 비해 매우 작은 부가저항 값을 추정하는 것을 알 수 있고, 정상 상태 파고를 적용한 경우 예측되는 단파장 부가저항 값이 일부 증가하는 것을 알 수

있다. 다만 개선 정도가 크지 않고, NMRI에 의한 경험식이나 실험 결과에 비해 부가저항을 작게 예측하였다. 또한, 정상 상태 파고에 따라 결과가 달라지기 때문에 이에 대한 정확한 계산이 필요하다. 이러한 이유로 실용적인 측면에서는 NMRI의 경험식을 활용하는 것이 적합하다.

이론식과 경험식의 결과 차이는 날씬한 선형에 대한 전진속도 보정계수의 차이로 설명할 수 있다. Figure 4.33은 이론식과 경험식, 실험 및 본 연구에서 수행 된 계산을 통해 얻어 진 전진속도에 대한 보정계수 값을 비교한 것이다. 이론식의 경우 선수의 뭉툭한 정도를 나타내는 B_f 값에 관계없이 일정한 값을 보인다. 반면에 Tsujimoto et al. (2008)에 의해 수행된 실험의 경우, B_f 값에 따라 전진속도에 대한 보정계수 값에 차이를 보인다. 상대적으로 날씬한 선형의 경우 전진속도 보정계수 값이 뭉툭한 선형에 비해 약 4-5배 정도 증가하는 것을 알 수 있으며, B_f 값이 약 0.2 이상이면 속도에 대한 보정계수는 10으로 일정하다. 이는 이론식에서 얻어진 값과 유사한 것을 알 수 있다. 이 때, 실험에서 고려된 선형은 컨테이너선, 자동차 운반선 (car carrier) 그리고 산적화물선(bulk carrier)이며, 선수파와 40°의 사파에 대한 실험으로부터 얻어진 결과이다. 이를 통해 Tsujimoto et al. (2008)은 다음과 같은 식을 제안하였다.

$$1+\alpha_U = 1+Fn\times \underbrace{\max\left[10.0,-310B_f+68\right]}_{\equiv C_U} \tag{4.17}$$

하지만 전진속도에 대한 보정계수는 실험에서 고려되지 않은 선형이나 새로운 선수 형상을 갖는 경우 추가적인 모형시험 수행해야 한다.

본 연구에서 대상이 되었던 S175 컨테이너선과 KVLCC2 선형에 대해 계산된 파랑 중 부가저항을 이용하여 전진속도 보정계수를 추정한 결과 역시 figure 4.33에 도시하였다. S175 컨테이너선의 경우 KVLCC2 선형에 비해 전진속도 보정계수가 약 5-6배 정도 큰 것을 알 수 있고 이러한 경향은 일정 부분 경험식과 유사하다. 하지만 기존의 경험식에서 유도된 보정계수와 약간 차이를 보이며, 이는 두 선형이 실험에서 고려된 선형과 차이 나기 때문이다. 또한 KVLCC2 선형과 Ax-bow에 대해서는 같은 bluntness를 갖지만 정수면 위쪽 형상의 차이로 파랑 중 부가저항에 차이가 발생한다. 이처럼 새로운 선수 형상에 대해서는 전진속도 보정계수를 새롭게 구할 필요가 있으며, 이를 위해 필요한 모형시험에 대해 상호 보완적으로 전산유체역학을 이용한 파랑 중 부가저항 해석이 활용될 수 있을 것으로 판단된다.

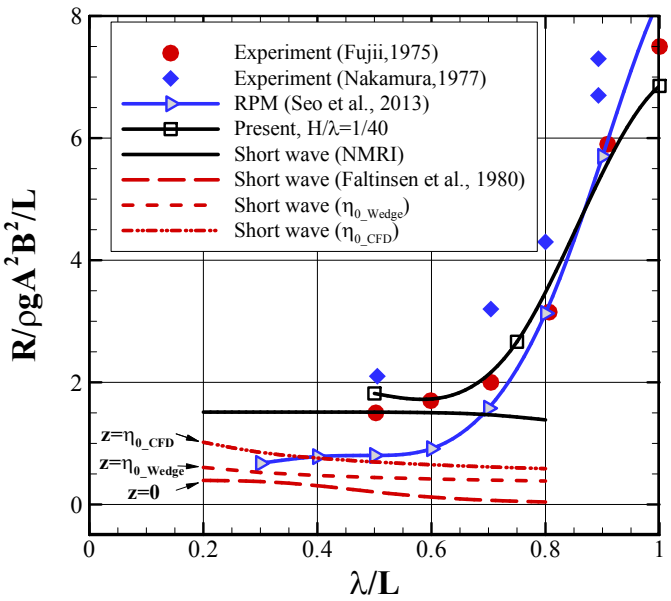


Fig. 4.32 Added resistance in short waves using modified asymptotic formula: S175 containership, *Fn*=0.2

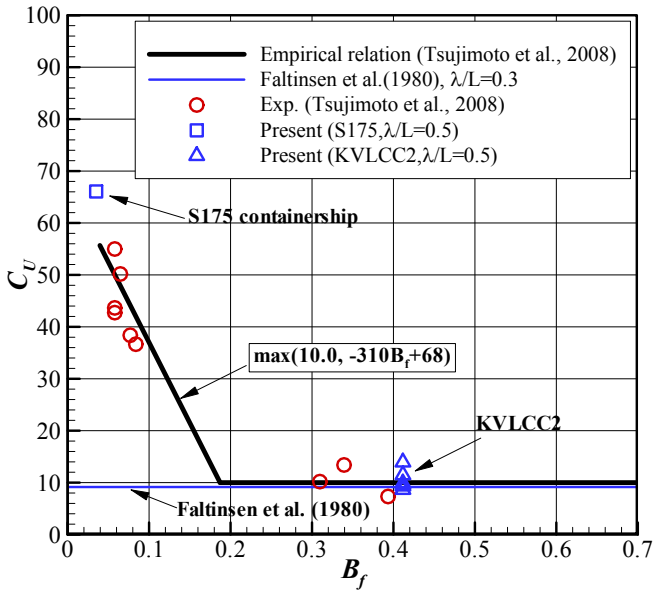


Fig. 4.33 Comparison of coefficient of advance speed in NMRI formula

5. 결론

본 연구에서는 직교격자 기반의 수치기법을 이용하여 선박의 비선형 운동해석을 위한 프로그램을 개발하였다. 이를 이용하여 Wigley III 선형, S175 컨테이너선 및 KVLCC2 선형에 대한 선수 규칙파 중 운동해석과 부가저항 해석을 수행하였다. 이상의 연구를 통하여 다음과 같은 결론을 얻을 수 있다.

- 직교격자 내부에서 선박과 같은 복잡한 형상을 갖는 물체를 다루기 위하여 레벨-셋 기반의 수치기법을 적용하여 임의의 움직임을 효율적으로 다룰 수 있음을 확인하였다. 또한, 선형 복원력 계수와 배수량에 대한 격자 수렴도 테스트를 통해 직교격자에서 물체를 정확하게 표현하기 위한 격자 기준을 제시하였다.
- 입사파에 대한 격자 수렴도 테스트를 수행하여 계산된 파고와 이론식과의 비교를 통해 정확한 입사파 구현을 위한 격자 기준을 제시하였다. 이 때, 파장과 파고 대비 격자 개수도 중요하지만, 파장과 파고 방향 격자의 종횡비 역시 중요한 요소임을 발견하였다.
- Wigley III 선형 및 S175 컨테이너선에 대한 선형 운동응답 계산은 실험과 유사한 결과를 주었으며, 이를 통해 개발된 프로그램이 선박의 운동 특성을 추정하는 데 활용 될 수 있음을 검증하였다.
- 물체의 부피 비 함수를 주변 셀과의 관계를 통해 수정하였고, 이러한 수정이 물체 표현을 더욱 정밀하게 하였다. 운동 응답

관점에서는 이러한 수정 효과가 크지 않았지만, Wigley III 선형과 같이 매우 날카로운 선수 형상을 갖는 경우 선체를 표현하는 정도에 따라 파랑 중 부가저항이 크게 달라졌다.

- 단파장 부가저항 해석을 통하여 선수 근처 격자가 단파장 영역 부가저항에 매우 중요한 요소임을 발견하였고, 단파장 영역 부가저항에 입사파의 파고와 선수의 선형 변화가 미치는 영향을 검토하였다. 파고가 증가함에 따라 쇄파 현상이 분명하게 나타났지만 부가저항에 미치는 영향은 크지 않았다. 그보다 정수면 위쪽 형상을 비롯한 선수 형상이 중요한 요소였으며, 날카로운 선형일수록 산란 파나 쇄파가 선수 중앙에서 옆쪽으로 발생하여 부가저항이 감소되었다. 이러한 경향은 물체 표면의 부가 압력 분포를 통해 상세하게 파악할 수 있었다.

- 이론식을 통한 단파장 부가저항 계산에 있어 기준이 되는 위치를 정수 중 전진하는 선박에서 계산된 정상 상태 파고를 적용하였고, 이에 맞춰 국부 정상 유동 속도를 수정하여 일부 향상된 부가저항 값을 얻을 수 있었다. 하지만 NMRI에 의한 경험식 및 실험 결과에 비해 작은 부가저항 값을 예측하였고, 이러한 차이는 날씬한 선형인 경우 전진속도에 대한 보정계수의 차이로 파악되었다. 실용적인 측면에서 NMRI 경험식을 사용하는 것이 적합하며, 전진속도에 대한 보정계수를 구하기 위하여 본 연구를 통해 개발된 프로그램이 적용될 수 있을 것으로 기대한다.

6. 향후 연구

향후 연구가 필요한 부분으로 수치해석에 대한 부분과 파랑 중 부가저항에 대한 부분으로 나눌 수 있다. 본 연구에서 사용된 수치기법을 향상 시키기 위해 이미 대다수 상용프로그램에 구현이 되어 있는 적응격자의 적용이 필요하며, 계산 시간의 단축을 위한 병렬처리 구현이 요구된다. 결과에 대한 신뢰도 향상을 위해 격자에 따른 불확실성 해석이 필요하다.

단파장 부가저항과 관련하여 보다 정밀하게 정수면 위쪽 형상에 대한 고려를 할 수 있는 방법의 고안이 필요하다. 또한, NMRI에 의한 경험식의 전진 속도 보정계수를 결정하기 위해 전산유체역학(CFD)을 적용하여 모형시험과 상호보완 할 수 있을 것이라 기대한다. 더불어, 비선형성이 더욱 강하게 나타나는 단파장($\lambda/L \leq 0.2$) 영역 및 대파고 중에서의 부가저항에 대한 연구가 필요하며, 이 때 국부적인 힘이나 압력의 시계열에 대한 비교가 요구된다. 또한, 발라스트 상태(ballast condition)에서의 부가저항이나 사파(oblique sea)에서 부가저항에 대해 전산유체역학을 적용한 연구도 필요하다.

이 외에도 추후 본 수치기법을 사용하여 다중 물체(multi body)의 파랑 중 거동에 대한 연구로 확장이 수행되어야 할 것이다.

참고문헌

[1] Bærentzen, J. A. & Aanæs, H. 2005 Signed distance computation using the angle weighted pseudonormal. *IEEE Transactions on Visualization and Computer Graphics* 11(3), 243-253.

[2] Bunnik, T. H. J. 1999 *Seakeeping calculations for ships, taking into account the non-linear steady waves*. Ph.D. Thesis, TU Delft, Delft, The Netherlands.

[3] Bunnik, T. H. J., Daalen, E. van, Kapsenberg, G., Shin, Y., Huijsmans, R., Deng, G., Delhommeau, G., Kashiwagi, M. & Beck, B. 2010 A comparative study on state-of-the-art prediction tools for seakeeping. *28th Symposium on Naval Hydrodynamics*, California, USA, 1-13.

[4] Carrica, P. M., Wilson, R. V., Noack, R. & Stern, F. 2007 Ship motions using single-phase level set with dynamic overset grids. *Computer & Fluids* 36, 1095–1111.

[5] Choi, Y. R., Hong, S. Y. & Choi, H. S. 2000 An analysis of second-order wave forces on floating bodies by using a higher-order boundary element method. *Ocean Engineering* 28, 117-138.

[6] Choi, J., Oberoi, R. C., Edwards, J. R. & Rosati, J. A. 2007 An immersed boundary method for complex incompressible flows. *Journal of Computational Physics* 224, 757-784.

[7] Chun, H. H. 1992 On the added resistance of swath ships in waves. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 29(4), 75-86.

[8] Dommermuth, D. G., O'Shea, T. T., Wyatt, D. C., Ratcliffe, T., Weymouth, G. D., Hendrikson, K. L., Yue, D. K. P., Sussman, M., Adams, P. & Valenciano, M. 2007 An application of cartesian-grid and volume-of-fluid methods to numerical ship hydrodynamics. *9th International Conference in Numerical Ship Hydrodynamics*, Michigan, USA.

[9] Eberly, D. 2008 *Distance between point and triangle in 3D*. [Online] Available: http://www.geometrictools.com.

[10] Faltinsen, O. M. Minsaas, K. J. Liapis, N. & Skjørdal, S.O. 1980 Prediction of resistance and propulsion of a ship in a seaway. *Proceeding of 13th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Tokyo, Japan, 6-10 October 1980.

[11] Faltinsen, O. M. & Timokha, A. N. 2009 *Sloshing*. Cambridge University Press.

[12] Fonseca, N. & Soares, C. G. 2004 Experimental investigation of the nonlinear effects on the vertical motions and loads of a containership in regular waves. *Journal of Ship Research* 48(2), 118-147.

[13] Fujii, H. & Takahashi, T. 1975 Experimental study on the resistance increase of a ship in regular oblique waves. *14th international towing tank conference*. Ottawa, Canada, 351-360.

[14] Greco, M. 2001 *A two-dimensional study of green-water loading*. Ph.D. Thesis, Trondheim: Norwegian University of Science and Technology.

[15] Guo, B. J., Steen, S. & Deng, G. B. 2012 *Seakeeping prediction of KVLCC2 in head waves with RANS*. *Applied Ocean Research* 35, 56-67.

[16] Hu, C. & Kashiwagi, M. 2007 Numerical and experimental studies on three-dimensional water on deck with a modified Wigley model. *9th International Conference in Numerical Ship Hydrodynamics*, Michigan, USA.

[17] Hu, C. & Kashiwagi, M. 2009 Two-dimensional numerical simulation and experiment on strongly nonlinear wave-body interactions. *Journal of Marine Science and Technology* 14, 200-213.

[18] Hu, C., Mikami, T. & Yamamoto, K. 2014 Prediction of added resistance in short waves by CFD simulation. *29th International Workshop on Water Waves and Floating Bodies*, Osaka, Japan

[19] Hwang, S., Kim, J., Lee, Y. Y., Ahn, H., Van, S. H. & Kim, K. S. 2013 Experimental study on the effect of bow hull forms to added resistance in regular head waves. *12th International Symposium on Practical Design of Ships and Other Floating Structures,* Changwon, Korea, 21-25 October 2013.

[20] ITTC 2012 *Report of the seakeeping committee*, 27th ITTC, Copenhagen.

[21] Jeong, K. L. 2013 *Numerical simulation of the flow around floating bodies in regular head waves using a three-dimensional rectilinear grid system*. Ph.D. Thesis, Inha University, Korea

[22] Jeong, K. L. & Lee, Y. G. 2014 Numerical simulation of the flow around advancing ships in regular waves using a fixed rectilinear grid system. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 51(5), 419-428.

[23] Joncquez, S. A. G. 2009 *Second-order forces and moments acting on ships in waves*. Ph.D. Thesis, Technical University of Denmark.

[24] Journee, J. M. J. 1992 *Experiments and calculations on 4 Wigley hull forms in head waves*. Technical Report 0909, Delft University of Technology

[25] Kashiwagi, M., Takehiro, I. & Takuma, S. 2009 Effect of forward speed of a ship on added resistance in waves. *19th International Offshore and Polar Engineering Conference*, Osaka, Japan, 21-26 June 2009.

[26] Kim, H. I., Kwon, S. H., Park, J. S., Lee, K. H., Jeon, S. S., Jung, J. H., Ryu, M. C. & Hwang, Y. S. 2009 An experimental investigation of hydrodynamic impact on 2-d LNGC models. *19th International Offshore and Polar Engineering Conference*, Osaka, Japan, 21-26 June 2009.

[27] Kim, H., Hong, C., Lee, G. & Kim, B. 2015 Prediction of added resistance of a ship in waves using computational fluid dynamics. *Proceedings of the Society of Naval Architects of Korea*, Jeju, Korea, 21-23 May 2015.

[28] Kim, J. & Moin, P. 1985 Application of a fractional-step method to incompressible Navier-Stokes equations. *Journal of Computational Physics* 59(2), 308-323.

[29] Kim, J., Park, I. R., Kim, K. S., Van, S. H. & Kim, Y. C. 2011 Development of a numerical method for the evaluation of ship resistance and self-propulsion performances. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 48(2), 147-157.

[30] Kim, Y., Kim, K. H., Kim, J. H., Kim, T. Y., Seo, M. G & Kim, Y. 2010 Time-domain Analysis of nonlinear motion responses and structural loads on ships and offshore structures: development of WISH programs. *Proceedings of the ITTC Workshop on Seakeeping*. Seoul, Korea, 114-139.

[31] Kim, K. H. & Kim, Y. 2011 Numerical study on added resistance of ships by using a time-domain Rankine panel method. *Ocean Engineering* 38, 1357-1367.

[32] Kleefsman, K. M. T., Fekken, G., Veldman, A. E. P., Iwanowski, B. & Buchner, B. 2005 A volume-of-fluid based simulation method for wave impact problems. *Journal of Computational Physics* 206, 363-393.

[33] Kuroda, M., Tsujimoto, M., Fujiwara, T., Ohmatsu, S. & Takagi, K. 2008 Investigation on components of added resistance in short waves. *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* 8, 171-176.

[34] Kwon, Y. J. 1987 A research on the added resistance due to wave reflection. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 24(1), 35-41.

[35] Lee, J. H., Seo, M. G., Park, D. M., Yang, K. K., Kim, K. H. & Kim, Y. 2013 Study on the effects of hull form on added resistance. *Journal of Engineering for the Maritime Environment*, submitted.

[36] Lee, J. H., Park, D. M. & Kim, Y. 2015 Experimental study on the added resistance of modified KVLCC2 hull forms with different bow shapes. *12th International Symposium on Practical Design of Ships and Other Floating Structures,* Changwon, Korea, 21-25 October 2013.

[37] LeVeque, R. 1996 High-resolution conservative algorithms for advection in incompressible flow. *SIAM Journal on Numerical Analysis* 33, 627-665.

[38] Loysel, T., Gervaise, E., Moreau, S. & Brosset, L. 2013 Results of the 2012-2013 sloshing model test benchmark. *23rd International Offshore and Polar Engineering Conference*, Alaska, USA, 30 June–5 July 2013.

[39] Maruo, H. 1960 The drift of a body floating on waves. *Journal of Ship Research* 4(3), 1-10.

[40] Moctar, B., Kaufmann, J., Ley, J., Oberhagemann, J., Shigunov, V. & Zorn, T. 2010 Prediction of ship resistance and ship motions using RANSE. *Gothenburg 2010: A workshop on CFD in Ship Hydrodynamics*, 495-505.

[41] Monroy, C., Ducrozet, G., Roux de Reilhac, P., Gentaz, L., Ferrant, P. & Alessandrini, B. 2009 RANS simulations of ship motions in regular and irregular head seas using the SWENSE method. *19th International Offshore and Polar Engineering Conference*, Osaka, Japan, 21-26 June 2009.

[42] Nakamura, S. & Naito, S., 1977 Propulsive performance of a containership in waves. *Journal of the Society of Naval Architects of Japan*, 15, 24-48.

[43] Newman, J. N. 1978 The theory of ship motions. *Advances in Applied Mechanics* 18, 221-283.

[44] Noblesse, F., Hendrix, D. M. & Kahn, L. 1991 Nonlinear local analysis of steady flow about a ship. *Journal of Ship Research* 35(4), 288-294.

[45] Noblesse, F., Hendrix, D. M., Faul, L. & Slutsky, J. 2006 Simple analytical expressions for the height, location, and steepness of a ship bow wave. *Journal of Ship Research* 50(4), 360-370.

[46] Noblesse, F., Delhommeau, G., Guilbaud, M., Hendrix, D. & Yang, C. 2008 Simple analytical relations for ship bow waves. *Journal of Fluid Mechanics*, 600, 105-132.

[47] O'dea, J., Powers, E. & Zselecsky, J. 1992 Experimental determination of nonlinearities in vertical place ship motions, *19th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Seoul, Korea, 73-90.

[48] Orihara, H. & Miyata, H. 2003 Evaluation of added resistance in regular incident waves by computational fluid dynamics motion simulation using an overlapping grid system. *Journal of Marine Science and Technology* 8(2), 47-60.

[49] Park, J., Kim, M. & Miyata, H. 1999 Fully non-linear free-surface simulations by a 3D viscous numerical wave tank. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 29, 685-703

[50] Park, I. R., Kim, J., Kim, Y. C., Kim, K. S., Van, S. H. & Suh S. B. 2013 Numerical prediction of ship motions in wave using RANS method. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 50(4), 232-239.

[51] Park, D. M., Lee, J. & Kim, Y. 2015 Uncertainty analysis for added resistance experiment of KVLCC2 ship. *Ocean Engineering* 95, 143-156.

[52] Sadat-Hosseini, H., Wu, P., Carrica, P. M., Kim, H., Toda, Y. & Stern F 2013 CFD verification and validation of added resistance and motions of KVLCC2 with fixed and free surge in short and long head waves. *Ocean Engineering* 59, 240-273.

[53] Seo, M. G., Kim, K. H., Park, D. M. & Kim, Y. 2013 Comparative study on added resistance for different hull forms by using weakly-nonlinear seakeeping formulations. *Journal of the Society of Naval Architects of Korea* 50(1), 49-58.

[54] Seo, M. G., Yang, K. K., Park, D. M. & Kim, Y., 2014 Numerical analysis of added resistance on ships in short waves. *Ocean Engineering* 87, 97-110.

[55] Simonsen, C. D., Otzen, J. F., Nielsen, C. & Stern, F. 2014 CFD prediction of added resistance of the KCS in regular head and oblique

waves. *30th Symposium on Naval Hydrodynamics*, Hobart, Tasmania, Australia, 2-7 November 2014.

[56] Tsujimoto, M., Shibata, K., Kuroda, M. & Takagi, K., 2008 A practical correction method for added resistance in waves. *Journal of the Japan Society of Naval Architects and Ocean Engineers* 8, 141-146.

[57] Ubbink, O. & Issa, R. I. 1999 A method for capturing sharp fluid interfaces on arbitrary meshes. *Journal of Computational Physics* 153, 26-50.

[58] Van Leer, B. 1977 Towards the ultimate conservative difference scheme. III. upstream-centered finite-difference schemes for ideal compressible flow. *Journal of Computational Physics* 23(3), 263-275.

[59] Visonneau, M., Queutey, P., Leroyer, A., Deng, G. B. & Guilmineau, E. 2010 Ship motions in moderate and steep waves with an interface capturing method. *9th International Conference on Hydrodynamics*, Shanghai, China, 11-15 October 2010.

[60] Waterson, N. P. & Deconinck, H. 2007 Design principles for bounded higher-order convection schemes - a unified approach. *Journal of Computational Physics* 224, 182-207.

[61] Xiao, F., Honma, Y. & Kono, T. 2005 A simple algebraic interface capturing scheme using hyperbolic tangent function. *International Journal for Numerical Methods in Fluids* 48(9), 1023-1040.

[62] Yang, J. & Stern, F. 2009 Sharp interface immersed-boundary / level-set method for wave-body interactions. *Journal of Computational Physics* 228, 6590-6616.

[63] Yang, K. K., Kim, Y. & Nam, B. W. 2015 Analysis of added resistance using a Cartesian-grid-based computational method. *Journal of Marine Science and Technology* 20(1), 155-170.

[64] Yokoi, K. 2007 Efficient implementation of THINC scheme: a simple and practical smoothed VOF algorithm. *Journal of Computational Physics* 226, 1985-2002.

부록

A.1 Implementation of convective terms

셀 벽면에서 유량을 계산하기 위하여 upwind 셀에 대한 인덱스를 결정해야 한다. 이는 셀 벽면에서의 속도에 따라 다음과 같이 결정할 수 있다.

$$iU = \begin{cases} if\ u_{flux} \geq 0 \\ \Rightarrow iU = i-1; \quad iC = i \quad ; iD = i+1; i_f = i+1; \quad i_u = i \\ if\ u_{flux} < 0 \\ \Rightarrow iU = i+2; \quad iC = i+1; iD = i \ ; i_f = i+1; \quad i_u = i+2 \end{cases} \tag{A.1}$$

이 때, 동일한 코드를 사용하여 *x*-, *y*-, *z*- 방향 속도 성분에 대한 각 셀 벽면에서 유량을 계산하기 위해서는 다음과 같이 인덱스를 구성할 수 있다.

$$F(u_i) = (u_i) u_j^{flux} n_j$$

$$i == j \Rightarrow \begin{bmatrix} x_D = x(iD) \\ x_C = x(iC) \\ x_U = x(iU) \\ x_f = xc(i_f) \\ x_u = xc(i_u) \end{bmatrix} ; \ i \neq j \Rightarrow \begin{bmatrix} x_D = xc(iD) \\ x_C = xc(iC) \\ x_U = xc(iU) \\ x_f = x(i_f - 1) \\ x_u = x(i_u - 1) \end{bmatrix} \tag{A.2}$$

위의 방법을 이용하면 3차원 문제에 대해 동일한 코드를 사용하여 쉽게 유량을 계산 할 수 있다.

A.2 Derivation of asymptotic formula for added resistance in short waves

선박을 정수면에서 단면을 갖는 무한한 실린더로 가정하고, 입사파가 물체 표면에서 전반사가 일어난다고 하면, 국부 좌표계 (s,n)에서 전체 포텐셜은 다음과 같이 유도된다 (Faltinsen et al., 1980).

$$\begin{aligned}\Phi &= \phi + Vs \\ \phi &= \frac{g\zeta_a}{\omega} e^{kz} \cos\left(ks\cos\theta + kn\sin\theta + \alpha_0 - \omega_e t\right) \\ &\quad + \frac{g\zeta_a}{\omega} B e^{k_1 z} \cos\left(ks\cos\theta - k_2 n + \alpha_0 - \omega_e t\right)\end{aligned} \tag{A.2}$$

이 때, 단위 길이를 갖는 단면에 대하여 작용하는 2차 유체력은 다음과 같이 쓸 수 있다.

$$d\bar{R} = \overline{\frac{1}{2}\rho g \zeta_{-\infty}^2} - \overline{\frac{1}{2}\rho \int_{-\infty}^{0} \left[\left(\frac{\partial \phi}{\partial s}\right)^2 + \left(\frac{\partial \phi}{\partial z}\right)^2 - \left(\frac{\partial \phi}{\partial n}\right)^2 \right] dz} \tag{A.3}$$

위의 포텐셜을 각 항에 대입하여 정리하면 다음과 같은 결과를 얻는다.

$$\overline{\frac{1}{2}\rho g \zeta_{-\infty}^2} = \frac{1}{2}\rho g \zeta_a^2 \left[\frac{1}{2}\frac{k_1}{k} + \frac{1}{2}B^2 \frac{k_1}{k} + \frac{1}{2k}\frac{k_1\left(k+k_1\right)}{\left(k_2 - k\sin\theta\right)}\left(\sin\theta - B^2 \frac{k_2}{k_1}\right)\right] \tag{A.4}$$

$$
\begin{aligned}
&\overline{-\frac{1}{2}\rho\int_{-\infty}^{0}\left(\left(\frac{\partial\phi}{\partial s}\right)^2+\left(\frac{\partial\phi}{\partial z}\right)^2-\left(\frac{\partial\phi}{\partial n}\right)^2\right)dz} \\
&=-\frac{1}{2}\rho\frac{1}{2}\left(\frac{g\zeta_a}{\omega}\right)^2\left[\begin{array}{l}\frac{1}{k}k^2\cos^2\theta+B^2\frac{1}{k_1}k^2\cos^2\theta \\ +\left(k^2\cos^2\theta+kk_2\sin\theta\right)\frac{1}{\left(k_2-k\sin\theta\right)}\left(\sin\theta-B^2\frac{k_2}{k_1}\right)\end{array}\right]
\end{aligned}
\tag{A.5}
$$

최종 적으로 두 힘을 합하면 단위 단면에 대해 작용하는 부가저항을 다음과 같이 구할 수 있다.

$$
d\bar{R}=\frac{1}{2}\rho g\zeta_a^2\left[\left(\frac{1}{2}\frac{k_1}{k}-\frac{1}{2}\cos^2\theta\right)+\frac{1}{2}\frac{k_2}{k}\sin\theta\right] \tag{A.6}
$$

여기서 k_1과 k_2는 다음과 같다.

$$
k_1=\frac{\left(\omega_e-Vk\cos\theta\right)^2}{g} \tag{A.7}
$$

$$
k_2=\sqrt{k_1^2-k^2\cos^2\theta} \tag{A.8}
$$

여기서 k는 입사파의 파수(wave number)를 의미한다. 여기서 국부 정상 유동 속도, V에 다음 식을 넣고 2차항까지 고려하면 최종적으로 (A.10)식을 얻는다.

$$
V=U\cos\theta \tag{A.9}
$$

$$
\vec{R}=\frac{1}{2}\rho gA^2\left(1+\frac{2\omega U}{g}\right)\int_L\sin^2\theta\vec{n}dl \tag{A.10}
$$

A.3 Simple analytical relations for ship bow waves

Noblesse et al. (2008)에 의해 유도된 선수 파형은 figure A.1과 같이 정의된다. 여기서 Z_b와 Z_0는 각각 최대 파고와 선수 stem에서의 파고를 의미하고, X_b와 X_0는 이에 대응되는 길이방향 좌표를 뜻한다.

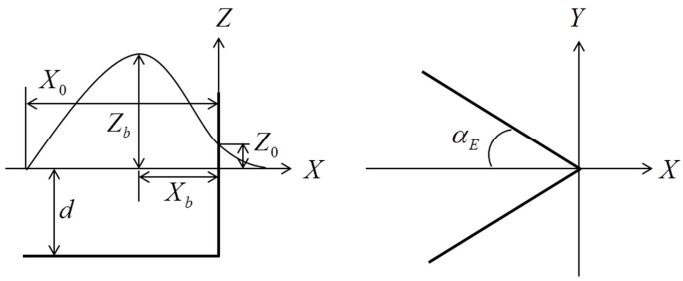


Fig. A.0.1 Definition sketch for the bow-wave profile

길이차원에 대한 변수를 U^2/g로 무차원화 하여 소문자 기호로 표시하였고, 입수각도 α_E를 갖는 쐐기 형상의 물체에 대한 선수 파형, ζ는 다음과 같이 얻어진다.

$$\zeta / z_b = \begin{cases} h_b^0 + \left(1 - h_b^0\right)\left(2 - x / x_b\right) x / x_b & for\ 0 \le x \le x_b \\ \cos\left[\left(x - x_b\right) / \cos^2 \alpha_E\right] & for\ x_b \le x \end{cases} \tag{A.7}$$

여기서 최대 파고의 위치를 나타내는 x_b와 최대 파고의 높이를 나타내는 z_b는 다음과 같이 결정된다.

$$x_b = \sqrt{2 z_b \left(1 - 2 z_b\right)\left(1 - h_b^0\right)} \tag{A.8}$$

$$z_b = \frac{Z_b g}{U^2} = \min\left(\frac{2.2}{1+F_d}\frac{\tan\alpha_E}{\cos\alpha_E}, \frac{1}{2}\right) \tag{A.9}$$

여기서 F_d는 선박의 흘수 d에 따른 Froude number이고, 선수 stem에서 높이 Z_0와 Z_b 사이의 비율을 의미하는 h_b^0는 다음과 같다.

$$h_b^0 = \frac{Z_0}{Z_b} = \min\left(\frac{1+F_d}{3.5}E^0\left(F_d\right), 1\right) \tag{A.10}$$

여기서 $E^0\left(F_d\right)$는 다음과 같다.

$$\begin{aligned} E^0\left(F_d\right) &= \int_0^{\pi/2}\left[1-\exp\left(-\left(\sin^2 t\right)/F_d^2\right)\right]/\sin t dt \\ &\approx \frac{1}{1+F_d^2} + \frac{2/3}{\left(1+F_d^2\right)^2} + \frac{19/45}{\left(1+F_d^2\right)^3} + \frac{26/105}{\left(1+F_d^2\right)^4} + \frac{601/4725}{\left(1+F_d^2\right)^5} \\ &\quad + \frac{1502/31185}{\left(1+F_d^2\right)^6} + 4.16\exp\left(-13F_d - 0.26\right) \end{aligned} \tag{A.11}$$

파형이 최대 파고를 지나 다시 정수면과 만나는 지점인 x_0는 다음과 같이 결정된다.

$$x_0 = \frac{X_0 g}{U^2} = \cos^8\alpha_E\left(0.328 + 2.3\right) \tag{A.12}$$

이상을 통해 정수 중 전진하는 쐐기형상에 대한 선수 파형을 개략적으로 추정 할 수 있다.

Abstract

Analysis of Added Resistance on Ships in Waves Based on Cartesian-Grid Method

Kyung-Kyu Yang

Department of Industrial Engineering & Naval Architecture

College of Engineering

Seoul National University

This thesis considers nonlinear seakeeping problems, especially focusing on added resistance in waves. In recent years, the Marine Environment Protection Committee (MEPC) of the International Maritime Organization (IMO) has established regulations concerning the measurement of energy efficiency levels such as the Energy Efficiency Design Index (EEDI) to restrict greenhouse gas emissions. Among the various kinds of additional resistance components, the wave-induced added resistance has become one of important topics in the seakeeping and resistance fields.

An Euler equation solver based on a Cartesian-grid and non-uniform staggered grid system is developed to simulate the ship motion and added resistance in waves. The wave-body interaction problem is considered as a multiphase flow with water, air, and solid phases. Each phase is distinguished using a volume-fraction function in each cell. To capture the water interface, the tangent of hyperbola for interface capturing (THINC) scheme is used with a weighted line interface calculation (WLIC) method, which provides more

accurate free-surface shapes for multi-dimensional problem. The volume fraction of a solid body embedded in a Cartesian-grid system is calculated using a level-set algorithm, and the body boundary condition is imposed using a volume-weighted formula.

The newly developed code has been validated firstly for violent free-surface problems – dam-breaking with an obstacle and sloshing flows. In both problems, we can observe large fluid deformation, fragmentation and reunification after the water hits the obstacle or the tank wall. In this complex circumstance, the present numerical method shows quite good agreement with experiment results in terms of free-surface shape.

To generate an incident wave in a numerical wave tank, the boundary conditions for the velocity and the volume fraction function of the liquid phase can be calculated from Stokes' linear wave solution. Grid dependency test for incident wave generation has been conducted and it is found that not only the number of grids within the wave length and wave amplitude but also aspect ratio of the grid is crucial to generate incident wave correctly.

Numerical simulations for a Wigley III hull and an S175 containership in regular waves are carried out to validate the newly developed code and to compare the effectiveness of different numerical methods for calculating the added resistance. All the results are compared with experimental data, and numerical calculations for the KRISO's very large crude carrier 2 (KVLCC2) are also performed. From the grid convergence test for the added-resistance calculation, the sensitivity of the grid spacing is investigated, and the minimum requirements for the number of gird points are suggested to obtain reliable solution of the added resistance in waves.

Added resistance in short wavelength is another main interest in practical ship design because wave energy is concentrated in a relatively short wavelength region as the length of modern ships increases. Because wave amplitude and bow shape are important factors to determine added resistance

in short wavelength, this thesis discusses effects of the wave amplitude and bow shape on added resistance in short wavelength for KVLCC2. In addition, the asymptotic formula of added resistance in short wavelength derived by Faltinsen et al. (1980) with different velocities of local steady-flow and the empirical formula given by National Maritime Research Institute (NMRI) has been investigated. Based on this study, the possibility of applying the present numerical method to obtain the advancing coefficient in the NMRI formula has been confirmed. Finally, future works to improve the efficiency of present numerical method and various research topics to extend the present study are suggested.

Keywords: CFD, Cartesian-grid method, Nonlinear seakeeping analysis, Added resistance in waves
Student Number: 2008-21228